www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

5e JAARGANG NUMMER 4 APRIL 1940

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

VERDUISTERING VOLGENS DE FILTERMETHODE

door E. L. J. MATTHEWS en J. A. M. van LIEMPT. 535.345.6 : 628.972 : 355.585

Door een binnenverlichting met geel licht aan te brengen en de ruiten groen te maken kan men naar buiten een bevredigende verduistering verkrijgen. De binnenverlichting is 's nachts voor een waarnemer in de lucht niet te zien, terwijl toch ongeveer 25% van het daglicht naar binnen kan dringen en de kleur hiervan voor het oog niet onaangenaam is.

Ten behoeve van de luchtbescherming kan men woonhuizen en in het algemeen die ruimten, waarin men slechts op bepaalde plaatsen over een voldoende verlichting wil beschikken, op afdoende wijze van een „verduisteringsverlichting" voorzien met behulp van „Protector"-lampen, zooals in den vorigen jaargang van dit tijdschrift [1]) is uiteengezet. Gaat het echter om het naar buiten toe onzichtbaar maken van de verlichting van groote fabrieksgebouwen, kantoren, winkels of andere ruimten, waar men over het geheele vloeroppervlak een vrij groote verlichtingssterkte verlangt, dan komt het probleem aan de orde, dat men groote vensteroppervlakken zou moeten voorzien van luiken of andere afsluitingsinrichtingen. Een dergelijke voorziening is niet alleen kostbaar, maar heeft vooral ook het groote bezwaar, dat men dagelijks de afscherming open en dicht moet maken, terwijl het ventilatieprobleem moeilijk is op te lossen.

Een veel elegantere oplossing biedt hier de *filtermethode*. Men bedekt de ruiten met een laag verf of gekleurd cellofaanpapier, die practisch niets doorlaat van dat spectrale gedeelte van het licht, hetwelk wordt uitgezonden door de lampen, die voor de binnenverlichting worden gebruikt. In principe wordt dit weergegeven door *fig. 1*, waarin kromme *A* bijv. de spectrale samenstelling der kunstverlichting voorstelt en kromme *B* het spectrale doorlatingsvermogen van de gekleurde laag, waarmee men de ruiten bedekt. De gekleurde laag laat dan echter van het daglicht toch zooveel naar binnen door, dat aldaar overdag geen behoefte ontstaat aan kunstlicht en men hoogstens in de schemering het kunstlicht eenigen tijd langer moet laten branden. Indien de omstandigheden dit toelaten, kan men de kleur van het gefilterde daglicht wat minder uitgesproken doen worden door een klein gedeelte van het raamoppervlak ongekleurd te laten en dit des avonds bijv. met luiken geheel af te schermen. Het zal duidelijk zijn, dat bij deze beschouwingen wordt ondersteld, dat men in staat is in de te beschermen ruimten elke anders gekleurde uitstraling, bijv. door looplampen, open vuren of laschbogen, afdoende te vermijden.

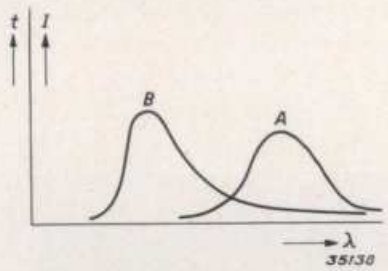


Fig. 1. Voor een bruikbare verduistering volgens de filtermethode is het noodzakelijk, dat de kromme *A* van de intensiteitsverdeeling *I* der kunstverlichting en de kromme *B* van het spectrale doorlatingsvermogen *t* der gekleurde vensters zoo weinig mogelijk over elkaar vallen.

Practisch kan men een dergelijke oorlogsverlichting tot stand brengen met behulp van lampen, die in hoofdzaak geel en rood licht uitzenden, waartoe men zoo noodig het licht van kortere golflengten moet onderdrukken. Als verf, die dit licht practisch niet doorlaat, heeft men vroeger wel gebruik gemaakt van een verfsoort, die slechts een smal spectraal gebied in het blauw goed doorlaat en de andere bestanddeelen van het daglicht flink absorbeert. De afscherming naar buiten toe

[1]) Philips techn. T. **4**, 16, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

was hierbij weliswaar voldoende, maar het effect overdag was weinig bevredigend. Is de blauwe verf in de vereischte dikte aangebracht, dan laat zij nl. slechts 4 à 5% van het daglicht door, zoodat men binnen een voldoende verlichting krijgt, die bovendien door haar blauwe kleur een deprimeerenden invloed heeft.

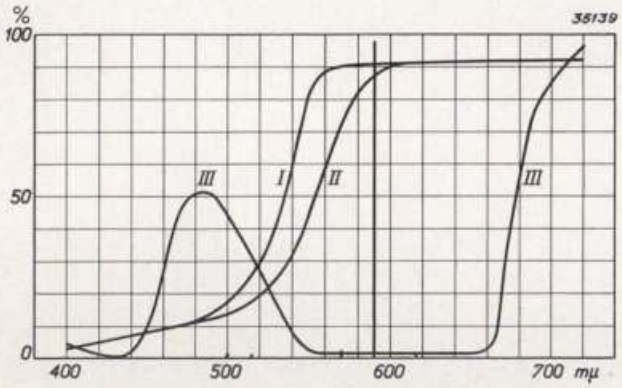


Fig. 2. Spectraal doorlatingsvermogen van oranje Selectiva glas in kouden toestand (*I*), resp. bij bedrijfstemperatuur der natriumlampen (*II*). De kromme *III* geeft het spectrale doorlatingsvermogen van helder glas, dat bedekt is met een groene verfsoort (later *A* genoemd) in een zoo dikke laag, dat van het daglicht in totaal 25% wordt doorgelaten. Bovendien zijn de ligging en relatieve sterkte der spectraallijnen van natriumlicht aangegeven.

Door nadere onderzoekingen is vastgesteld, dat men veel bevredigender resultaten kan verkrijgen door de ruiten groen te maken in plaats van blauw. Bij het groene gefilterde daglicht werkt men nl. aangenamer dan bij het blauwe, terwijl uit onze verdere beschouwingen zal blijken, dat men ook bij een grootere daglichtdoorlaatbaarheid nog een voldoende afscherming kan bewerkstelligen van de reeds genoemde binnenverlichting, die een uitgesproken gele kleur heeft..

Voor het verkrijgen van deze gele kunstverlichting kan men gebruik maken van gloeilampen met een gekleurde ballon, bijv. van oranje Selectiva glas, of van natriumlampen, die eventueel ook zijn voorzien van een oranje Selectiva vacuumglas, teneinde de groene en blauwe bestanddeelen weg te nemen, die nog in geringe mate kunnen voorkomen in het licht der natriumlampen. Het licht dezer Selectiva lampen is niet hinderlijk om bij te werken, terwijl het verder een groot voordeel is, dat het oranje Selectiva glas zelve gekleurd is. Men kan derhalve bij deze lampen niet te maken krijgen met moeilijkheden zooals afschilferen in het gebruik en te weinig lichtechtheid of warmtebestendigheid, die zich kunnen voordoen bij het bedekken van een ongekleurd soort glas met een laklaag. Bovendien zal het niet zoo eenvoudig zijn om een lak van de juiste kleur te vinden.

In *fig. 2* is weergegeven, hoe het doorlatingsvermogen van het oranje Selectiva glas in kouden toestand (*I*) resp. bij bedrijfstemperatuur der natriumlampen (*II*) verloopt met de golflengte, terwijl *III* dit verloop weergeeft voor een goede groene verfsoort. Verder is de relatieve spectrale samenstelling van natriumlicht aangegeven, waaruit men kan zien, dat dit vooral na door Selectiva glas te zijn gegaan practisch geen intensiteit meer bezit in het spectrale gebied, dat goed wordt doorgelaten door de groene verf. Deze lichtbronnen en deze verf vormen derhalve tezamen een goede combinatie voor oorlogsverlichting. Wij willen nu nagaan, hoe men in de practijk het toe te laten kunstverlichtingsniveau en het daarmee samenhangende doorlatingsvermogen der te verduisteren vensters kan bepalen, maar dienen hiertoe eerst te weten, welke helderheid der vensters, gezien van de buitenzijde, men 's nachts mag toelaten.

Toelaatbare helderheid der vensters

De toe te laten helderheid der lichtopeningen hangt af van den hoek, waaronder de waarnemer het verlichte oppervlak ziet. Wij gaan hierbij uit van het reeds door Bouma in dit tijdschrift (vgl. noot [1]) aangegeven verband (*fig. 3*) tusschen deze hoek en de verlichtingssterkte E_w, die de cirkelvormig onderstelde, stralende oppervlakken op het oog van den waarnemer moeten veroorzaken om in loodrechte richting nog juist te worden gezien. Ook op niet al te langgerekte vensteroppervlakken mag men deze gegevens nog wel toepassen. Wij zien, dat het voor kleine gezichtshoeken slechts aankomt op de totale lichtsterkte, terwijl voor groote gezichthoeken uitsluitend de

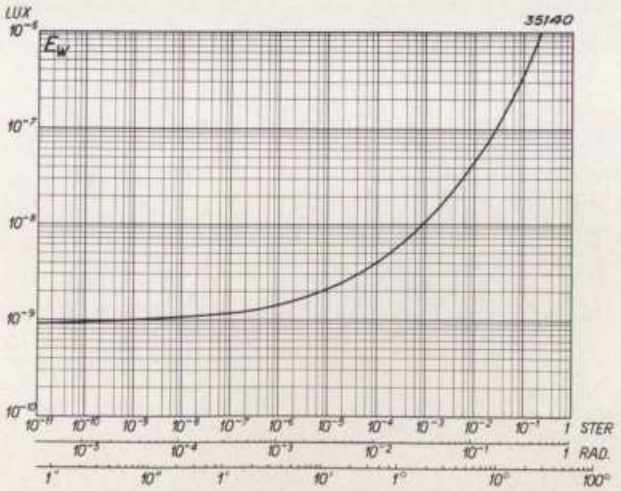


Fig. 3. Verlichtingssterkte E_w, die cirkelvormig onderstelde, stralende oppervlakken op het oog van den waarnemer moeten veroorzaken om in loodrechte richting nog juist te worden waargenomen, in afhankelijkheid van den hoek, waaronder zij worden gezien.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

helderheid een rol speelt. De hier gegeven getallen gelden echter voor waarnemingen in het laboratorium en volgens Bouma vindt men de ver-

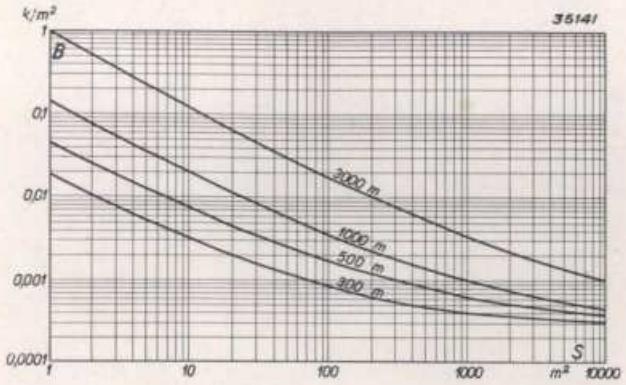


Fig. 4. De maximaal toe te laten helderheid B in k/m² bij horizontale vensters met een oppervlak van S m² is voor verschillende vlieghoogten geteekend.

lichtingssterkte, die in de sterrennacht nog juist aan de waarneming ontsnapt, door de waarden van E_w uit fig. 3 met 100 te vermenigvuldigen.

Met behulp van deze gegevens vindt men voor verschillende vlieghoogten het in *fig. 4* weergegeven verband tusschen de voor verticaal onder het vliegtuig gelegen horizontale doorzichtige vensters toe te laten helderheid B en de grootte van hun oppervlak. Voor niet horizontale vensters mag men deze waarden voor de toe te laten helderheid nog vermenigvuldigen met een factor K, die grooter is dan 1.

Aan de hand van de in *fig. 5* geteekende situatie willen wij nagaan, onder welke kijkrichting α met het horizontale vlak de grootste verlichtingssterkte op het oog van een waarnemer optreedt, die op een bepaalde hoogte h boven de aarde vliegt in het verticale vlak loodrecht op het venster. Hieruit is dan de bovengenoemde factor K te berekenen. De vensters V maken een hoek β met het horizontale vlak en wij zullen onderstellen, dat zij diffuus stralen volgens Lambert met een lichtsterkte I loodrecht op hun oppervlak. Bevindt de waarnemer zich op een afstand r onder een hoek α met het horizontale vlak, dan krijgt hij een verlichtingssterkte

$$E = \frac{I}{r^2}\cos(\alpha + \beta - 90°) = \frac{I}{r^2}\sin(\alpha + \beta) \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

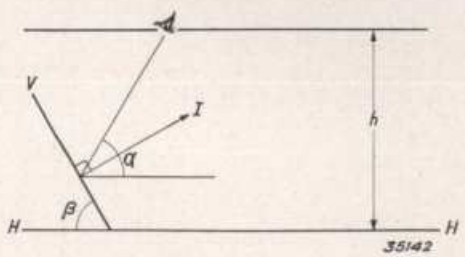


Fig. 5. De verlichte vensters V maken een hoek β met het horizontale vlak H, hun maximale lichtsterkte is I. Op een vlieghoogte h ziet men het venster V, in een verticaal vlak loodrecht daarop vliegend, vanuit een richting, die een hoek α maakt met het horizontale vlak.

Daar de vlieghoogte $h = r \sin \alpha$ is, wordt dit:

$$E = \frac{I}{h^2}\sin^2\alpha \sin(\alpha + \beta). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

De gevaarlijkste situatie is die, waarbij α een zoodanige waarde heeft, dat deze uitdrukking een maximum bereikt. Dit geschiedt bij:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{3 + \sqrt{9 + 8\operatorname{tg}^2\beta}}{2\operatorname{tg}\beta}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

De richting α met het horizontale vlak, waaronder de grootste verlichtingssterkte op het oog optreedt, is in *fig. 6* weergegeven in afhankelijkheid van den hoek β, dien de vensters maken met het horizontale vlak. Bij verticale ruiten valt de gevaarlijkste kijkrichting onder een hoek α van bijna 55°.

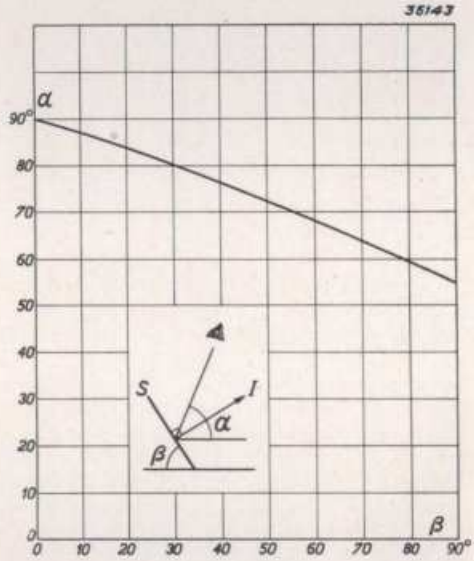


Fig. 6. De richting α met het horizontale vlak, waaronder de grootste verlichtingssterkte op het oog valt in afhankelijkheid van den hoek β, dien het vensteroppervlak S maakt met het horizontale vlak.

De factor K, waarmee bij niet-horizontale ruiten de in fig. 4 af te lezen waarde voor de toe te laten helderheid nog mag worden vermenigvuldigd, is nu volgens formule (2) gegeven door:

$$K = \frac{1}{\sin^2\alpha \sin(\alpha + \beta)}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

waarin de uit formule (3) volgende waarde voor α moet worden ingevuld om ook in het ongunstigste geval nog veilig te zijn. In *fig. 7* is deze factor K uitgezet in afhankelijkheid van de helling β der vensters.

Voor eenige waarden van de helling β (fig. 5) der ruiten kan men in de practijk de volgende waarden voor K gebruiken:

β	0°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
K	1	1,1	1,2	1,25	1,5	1,75	2	2,5

Bij onze verdere beschouwingen willen wij ons steeds beperken tot een vlieghoogte van 500 m. Is het om de een of andere reden noodig rekening te houden met andere vlieghoogten, dan behoeft men slechts de voor 500 m gevonden helderheid

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

te vermenigvuldigen met een factor H, die uit fig. 4 is af te leiden. Eenvoudigheidshalve is in *fig. 8* deze factor H voor eenige vlieghoogten geteekend in afhankelijkheid van het vensteroppervlak. Hieruit ziet men duidelijk, dat het voor zeer groote oppervlakken slechts aankomt op hun helderheid, zoodat de vlieghoogte dan van weinig belang is.

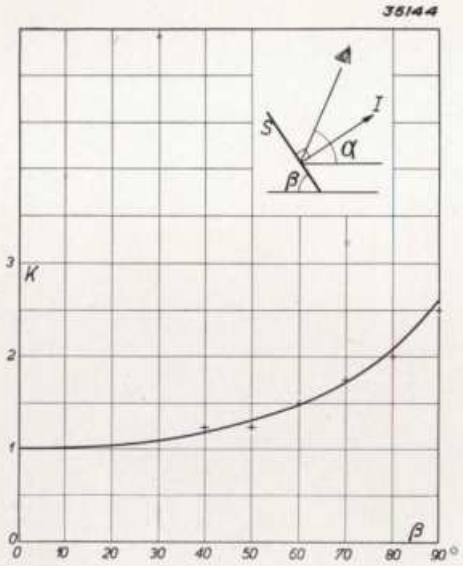


Fig. 7. Voor vensters, die een hoek β met het horizontale vlak maken, mag de voor horizontale vensters berekende toe te laten verlichtingssterkte vermenigvuldigd worden met een factor K. Eenige voor de practijk te gebruiken globale waarden voor K zijn in de figuur met kruisjes aangegeven.

Verlichtingsniveau en doorlatingsvermogen der vensters

Uit de helderheid, die wij volgens de voorafgaande beschouwingen voor de lichtopeningen mogen toelaten, willen wij nu concludeeren tot het

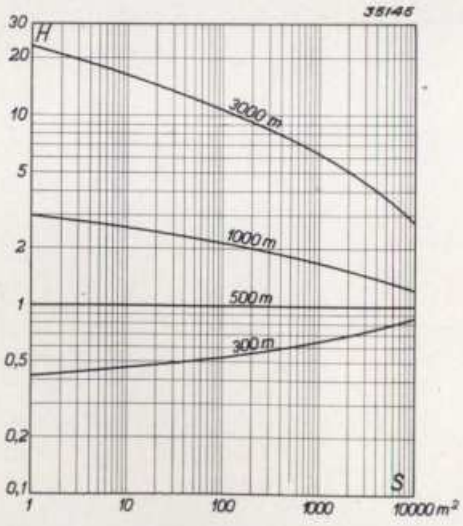


Fig. 8. Voor eenige vlieghoogten is in afhankelijkheid van het vensteroppervlak S de factor H weergegeven, waarmee de voor een vlieghoogte van 500 m berekende toe te laten helderheid moet worden vermenigvuldigd.

verlichtingsniveau, dat de kunstverlichting binnen mag leveren, zonder van buiten gezien te kunnen worden. Bij een bepaald raamoppervlak is het dan de vraag, of men dit kan bedekken met een gekleurde laag van een dusdanige dikte, dat de 's avonds benoodigde kunstverlichting er voldoende door wordt afgeschermd, zonder dat de doorlaatbaarheid van het daglicht daardoor tevens te laag wordt.

De mate, waarin de verschillende spectrale bestanddeelen van het daglicht door de groene laag worden geabsorbeerd, is zeer verschillend en dientengevolge zijn de doorlaatbaarheid t_g van geel licht en de daglichtdoorlaatbaarheid t_d bij verschillende verfdikten niet eenvoudig evenredig met elkaar. Het verband tusschen t_g en t_d (beide steeds uitgedrukt in %) werd voor verschillende verfsoorten gemeten. In *fig. 9* en *fig. 10* zijn zulke

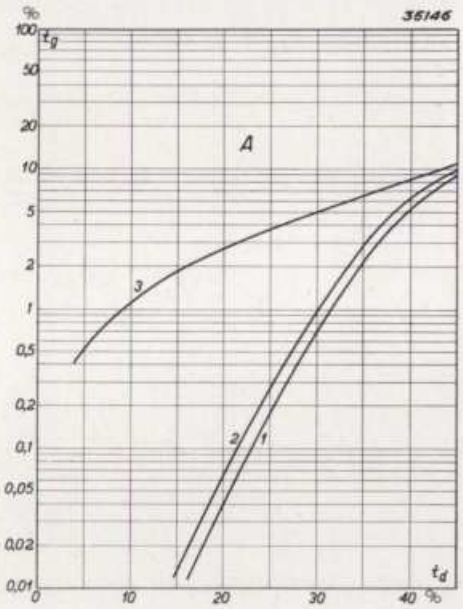


Fig. 9. Voor een bepaalde verfsoort (A) is de doorlaatbaarheid t_g van geel licht weergegeven in afhankelijkheid van de doorlaatbaarheid t_d van daglicht. De krommen *1* en *2* gelden voor gefilterd, resp. ongefilterd natriumlicht. Kromme *3* heeft betrekking op het licht van gloeilampen, die voorzien zijn van een oranje Selectiva ballon.

„verfkarakteristieken" weergegeven voor twee verschillende verfsoorten A en B. De krommen *1* en *2* gelden voor gefilterd, resp. ongefilterd natriumlicht en *3* voor het licht van gloeilampen met een ballon van oranje Selectiva glas.

Een combinatie van verfsoort en lichtsoort is des te beter, naarmate bij gegeven daglichtdoorlaatbaarheid minder geel licht wordt doorgelaten, dwz. naarmate de karakteristiek lager ligt. Verlangt men bijv. bij een gefilterde natriumverlichting (kromme *1*) een doorlating voor het daglicht van 25%, dan blijkt, dat bij gebruik van verf

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

A de doorlaatbaarheid van het kunstlicht ongeveer 0,18% is, terwijl zij bij gebruik van de verf B ongeveer 3,5% bedraagt. In combinatie met natriumlicht is dus de verf A veel beter dan B te gebruiken.

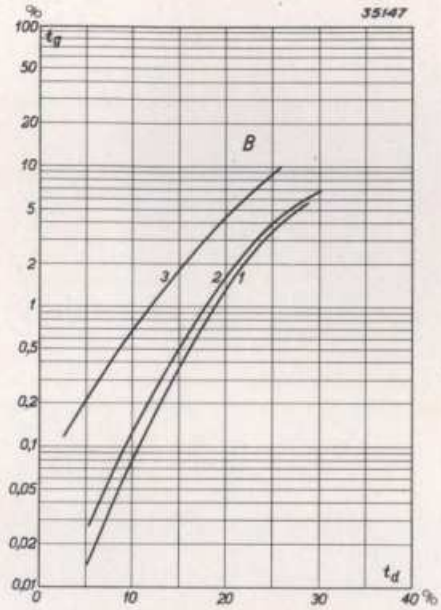


Fig. 10. Overeenkomstige verfkarakteristieken als in fig. 9 voor een andere verfsoort (B).

Gebruikt men een kunstverlichting met oranje gloeilampen, dan blijken de beide verfsoorten bij een daglichtdoorlaatbaarheid t_d van 15% ieder bijna 2% van het kunstlicht door te laten; voor grootere waarden van t_d is de verf A beter te gebruiken dan B, maar bij kleinere t_d is de verfsoort B beter.

Verlangt men een doorlatingsvermogen voor het daglicht van ongeveer 25%, zooals voor werkplaatsen en dergelijke veelal noodig zal zijn, dan is een natriumverlichting tezamen met verf A de beste combinatie. Kan men volstaan met een doorgelaten hoeveelheid daglicht van minder dan 15%, zooals bij portalen en trappenhuizen meestal het geval zal zijn, dan is de combinatie van gefilterd gloeilampenlicht met verf B goed te gebruiken.

Teneinde met onze grafieken practische gevallen te kunnen behandelen is het noodig, eerst nog nader te preciseeren, wat men voor de verschillende daarin voorkomende grootheden moet nemen. Voor de grootte van het verlichte vensteroppervlak S, zooals dat in fig. 4 voorkomt, moet men bij een dak of muur met vele vensters, die door donkere strooken van elkaar worden gescheiden, rekenen met het totale oppervlak, dat men uit de lucht waarneemt, terwijl men dan als helderheid in deze beschouwing gebruik mag maken van de gemiddelde helderheid over dit totale oppervlak.

Door fig. 4 wordt de aan de buitenzijde toe te laten helderheid B voor ieder totaal vensteroppervlak gegeven. Gaat men nu hieruit afleiden, welke verlichtingssterkte E der kunstverlichting men binnen mag toelaten, dan heeft men nog niet genoeg aan het door de verfkarakteristiek van fig. 9 of fig. 10 vastgelegde doorlatingsvermogen t_g voor het gebruikte gele licht, maar moet ook de evenredigheidsfactor tusschen de verlichtingssterkte binnen en de helderheid der lichtopeningen bekend zijn. Er kunnen zich hierbij verschillende gevallen voordoen, al naar gelang de ruiten mat zijn of doorzichtig. Bij een doorzichtige ruit ziet men door het glas den verlichten achtergrond van de beschouwde ruimte, waarbij natuurlijk is verondersteld, dat de lichtbron zelf niet is te zien. Heeft deze achtergrond een verlichtingssterkte E_g en is het reflectievermogen van den achtergrond ϱ %, terwijl t_g de uit fig. 9 of 10 volgende doorlaatbaarheid, eveneens uitgedrukt in %, van het gele kunstlicht voorstelt, dan wordt de door de ruit waargenomen helderheid:

$$B_g = \frac{t_g \ \varrho \ E_g}{10\,000\pi} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (5)$$

Bij een matte ruit is de helderheid aan de buitenzijde:

$$B_r = \frac{t_g \, E_r}{100\pi}, \quad \cdots\cdots\cdots \quad (6)$$

waarin E_r de verlichtingssterkte op de binnenzijde der ramen voorstelt. Afhankelijk van den vorm van de ruimte en van den aard der verlichtingsinstallatie zal er een bepaalde verhouding bestaan tusschen deze E_r en de verlichtingssterkte E_g van den achtergrond, hetgeen kan worden weergegeven door:

$$E_r = \frac{a \, E_r}{100}, \quad \cdots\cdots\cdots \quad (7)$$

waarbij a een constante factor uitgedrukt in % is. De helderheid der matte ruit kan men dus als volgt uitdrukken in de verlichtingssterkte van den achtergrond:

$$B_r = \frac{t_g \ a \ E_g}{10\,000\pi} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (8)$$

Vergelijkt men de formule (8) met formule (5), dan ziet men, dat voor het geval $a < \varrho$ matte ruiten de voorkeur verdienen, bij $a > \varrho$ echter doorzichtige ruiten beter zijn.

Voor een normalen achtergrond kan men in het algemeen $\varrho = 30\%$ à 35% stellen en bij een normale binnenverlichting zonder goed afschermende armaturen zullen dan doorzichtige ruiten veelal de voorkeur verdienen. Hierbij is afgezien van scherpe reflecties, die op de werkstukken kunnen optreden, want in het algemeen zijn deze van een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

te kleinen omvang om speciaal de aandacht van den waarnemer in de lucht te kunnen trekken. Bij matte ruiten heeft men vanzelf niet met deze moeilijkheid te maken, daar dan het vensteroppervlak als secundaire lichtbron optreedt. In bedrijven, waarin veel witte voorwerpen aanwezig zijn (bijv. wit papier in drukkerijen en licht getinte weefsels in textielfabrieken), moet men wel met een hoogeren reflectiecoëfficient van 60 % à 70 % rekenen en matte ruiten zullen dan veel beter zijn, vooral indien de lichtbronnen zoodanig zijn afgeschermd, dat zij geen directe verlichting op de ruiten leveren.

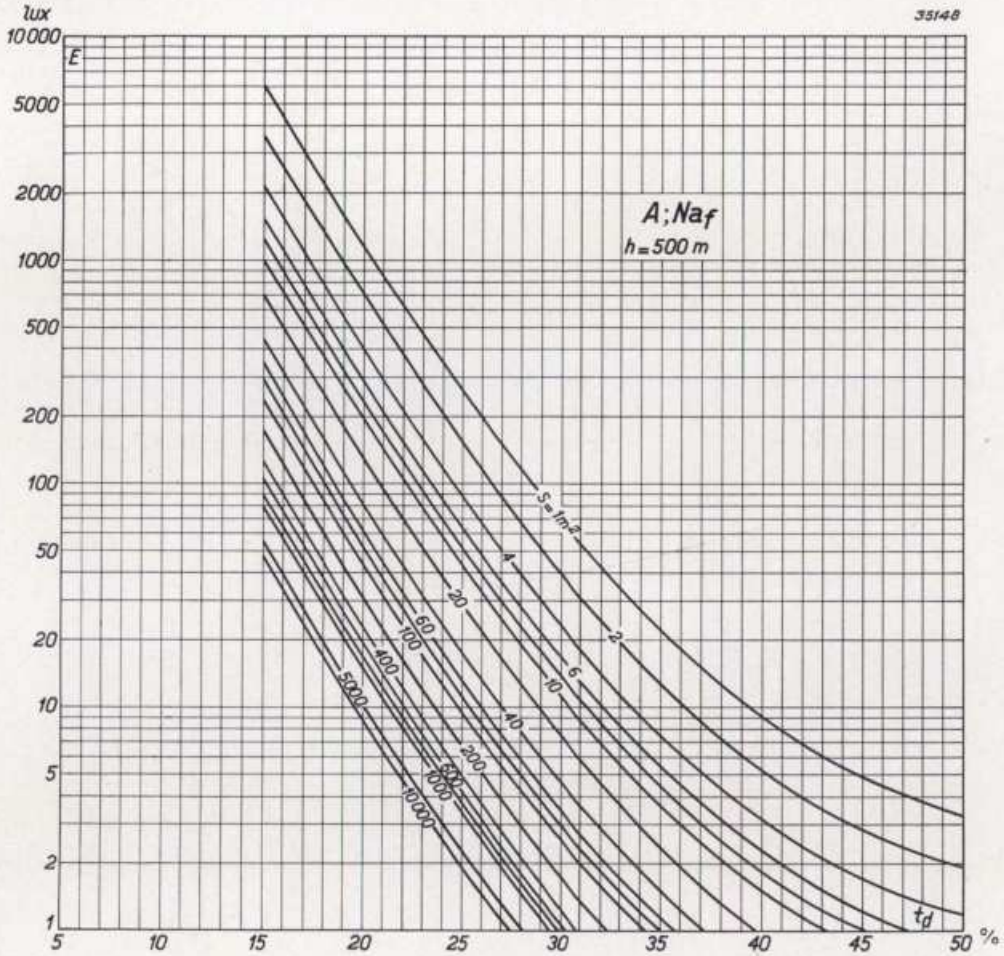


Fig. 11. Door deze grafiek wordt het verband vastgelegd, dat er bij het gebruik van gefilterd natriumlicht in combinatie met de verfsoort A bestaat tusschen de daglichtdoorlaatbaarheid t_d, de bij horizontaal geplaatste, doorzichtige ruiten toe te laten verlichtingssterkte E en het vensteroppervlak S, dat men voor een vlieghoogte van 500 m wil verduisteren.

Diagrammen

Om op eenvoudige wijze te kunnen overzien, welke verlichtingsniveaus men in de betrokken ruimte mag toelaten in combinatie met de gewenschte waarden voor de daglichtdoorlaatbaarheid, kan men diagrammen gebruiken, die een onmiddellijk verband leggen tusschen de toe te laten verlichtingssterkte E, de daglichtdoorlaatbaarheid t_d en het vensteroppervlak S, terwijl hierbij alle hulpgrootheden zijn geëlimineerd.

In *fig. 11* is een dergelijk diagram gegeven voor gefilterd natriumlicht in combinatie met de verfsoort A (gebaseerd op kromme *1* uit fig. 9). In dit diagram leest men dus onmiddellijk af, bij welke combinatie van daglichtdoorlaatbaarheid en sterkte van het kunstlicht men horizontaal geplaatste doorzichtige ruiten met een bepaald oppervlak op deze wijze uit de lucht onzichtbaar kan maken. Volgens het voorafgaande doet men goed in drukkerijen en andere bedrijven, waarin de achtergrond gemiddeld licht van tint is, slechts de helft toe te laten van de verlichtingssterkte, die uit het diagram zou volgen. Zijn de ruiten verticaal geplaatst, dan mag men een 2,5 maal zoo groote verlichtingssterkte toelaten, als uit het diagram zou volgen. Heeft men met matte ruiten te maken, dan mag men aan de binnenzijde der vensters slechts ongeveer 0,3 maal de verlichtingssterkte toelaten, zooals die

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

uit het diagram zou volgen. In dit diagram kan men ook onmiddellijk aflezen, welk vensteroppervlak men maximaal op deze wijze voldoende kan afschermen, als men bepaalde minimum waarden eischt zoowel voor de daglichtdoorlaatbaarheid als voor het kunstverlichtingsniveau.

Fig. 12 heeft betrekking op gefilterd gloeilampenlicht in combinatie met de verf *B* (overeenkomstig kromme *3* uit fig. 10). Men ziet hieruit, dat men daarmee nog wel goede resultaten kan bereiken, als men met niet al te groote vensteroppervlakken heeft te maken en tevreden is met een matige daglichtdoorlaatbaarheid.

Op verschillende vraagstellingen kan men met zulke diagrammen, als in fig. 11 en 12 zijn weergegeven, gemakkelijk het antwoord vinden. Heeft men een ruimte met een bepaald vensteroppervlak *S* te voorzien van een oorlogsverlichting, dan kan men zich bijv. afvragen, hoeveel men in het toe te laten doorlatingsvermogen voor daglicht achteruit gaat, als men wat meer kunstlicht zou verlangen. Op deze vraag levert fig. 11 ons direct het volgende antwoord. Zou men bijv. een ongeveer 30% sterkere kunstverlichting op de werktafels willen hebben, dan beteekent dit voor de daglichtdoorlaatbaarheid slechts een verlaging van 26% op 25%.

De wijze, waarop men deze diagrammen in de practijk kan hanteeren, willen wij nu nog aan de hand van enkele eenvoudige voorbeelden wat nader toelichten.

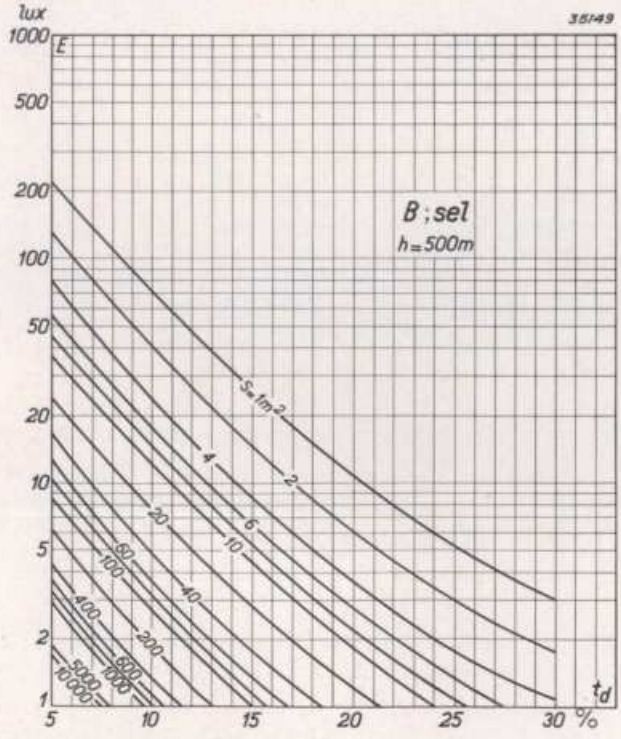


Fig. 12. Overeenkomstige grafische voorstelling als in fig. 11; nu echter voor het licht van oranje Selectiva gloeilampen in combinatie met de verfsoort *B*.

Practische voorbeelden

In een werkplaats met een verticaal vensteroppervlak van 10 m² wordt een verlichting aangebracht met behulp van natriumlampen in oranje Selectiva vacuumglas, terwijl de matte ruiten zoodanig met verf *A* zullen worden beschilderd,dat zij nog 25% van het daglicht doorlaten. Uit fig. 11 kunnen wij nu aflezen, welke verlichtingssterkte de natriumlampen op de binnenzijde der matte ruiten mogen leveren. Wij vinden daar nl., dat voor horizontale, doorzichtige ruiten de toe te laten verlichtingssterkte op het werkstuk 43 lux zou bedragen. Voor verticale ruiten mag dit met 2,5 worden vermenigvuldigd, terwijl men het verder nog met 0,3 moet vermenigvuldigen om de verlichtingssterkte aan de binnenzijde der matte ruiten te krijgen; deze wordt dus: $0{,}3 \cdot 2{,}5 \cdot 43 = 32$ lux.

Zou men een veel grootere horizontale verlichtingssterkte willen hebben en zou dientengevolge het optreden van bijv. 150 lux op de binnenkant der ruiten onvermijdelijk zijn, dan is dat gelijkwaardig met $E = \frac{150}{0{,}3 \cdot 2{,}5} = 200$ lux in fig. 11, waarbij men voor een oppervlak van 10 m² een daglichtdoorlaatbaarheid van iets minder dan 20% vindt. Men moet zich dan voor het desbetreffende geval afvragen, of dit nog wel voldoende mag worden geacht.

Als ander voorbeeld willen wij nog het geval beschouwen van een dak met een oppervlak van 600 m², dat voor 50% uit mat glas bestaat en een hoek van 70° met het horizontale vlak maakt. Men wenscht 25% van het daglicht te behouden en gebruikt gefilterd natriumlicht in combinatie met de verf *A*. In fig. 11 vindt men dan *E* = ongeveer 4 lux. De op de binnenzijde der matte vensters, die slechts de helft van het totale oppervlak beslaan, toe te laten verlichtingssterkte mag tweemaal zoo groot worden genomen en mag bovendien wegens de helling van 70° met een factor 1,75 en moet wegens de matheid tenslotte met een factor 0,3 worden vermenigvuldigd, zoodat dit ongeveer 4,4 lux zou worden. Door alle directe verlichting goed af te schermen moet men dus trachten te zorgen, dat de verlichtingssterkte op de binnenzijde der vensters onder 4,4 lux blijft. Is dit niet mogelijk, dan zal men er toe moeten overgaan een gedeelte der ramen af te dichten en de anderen volgens de filtermethode te behandelen. Zou men in dit geval de onzichtbaarheid slechts willen waarborgen voor een vlieghoogte van minstens 1000 m, dan zou men volgens fig. 8 een 1,7 maal grootere verlichtingssterkte, dwz. 7,5 lux, kunnen toelaten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

HET BROMMEN TENGEVOLGE VAN HET MAGNETISCHE VELD DER GLOEIDRADEN IN ZENDBUIZEN

door K. POSTHUMUS. 621.396.822 : 621.396.615.1

Voedt men de gloeidraad van een direct verhitte electronenbuis met wisselstroom, dan ontstaat een met de netfrequentie periodieke verandering van de eigenschappen der buis. In het bijzonder zal de anodestroom periodieke fluctuaties vertoonen, die tot brommen aanleiding geven. Bij zendbuizen is de meest belangrijke oorzaak van dit brommen het periodiek veranderende magnetische veld van de gloeidraden. De invloed van het magnetische veld wordt in dit artikel theoretisch behandeld. De resultaten worden getoetst door ze te vergelijken met de meetresultaten aan de zendbuis TA 20/30. Tenslotte wordt theoretisch en proefondervindelijk nagegaan, in hoeverre het brommen kan worden verminderd door het gloeidraadsysteem in een aantal stukken te verdeelen, die met wisselstroom van verschillende fase worden gevoed.

Wanneer de gloeidraden van direct verhitte electronenbuizen met wisselstroom worden verhit, — hetgeen, vooral bij zendbuizen van groot vermogen veel eenvoudiger is dan verhitting met gelijkstroom — zullen in het algemeen de eigenschappen van de buis een periodieke schommeling vertoonen in het rhythme van de wisselspanning. Dit is begrijpelijk, aangezien verschillende grootheden, die de werking van de buis beïnvloeden, periodiek veranderen, en wel hoofdzakelijk:

a) de temperatuur van de gloeidraad,
b) de spanning langs de gloeidraad,
c) het magnetische veld van de gloeidraad.

Bij kleine electronenbuizen, zooals de normale radio-versterkerbuizen, zijn de gloeidraden zoo dun, dat hun temperatuurfluctuatie bij een directe verhitting met wisselstroom een volkomen ontoelaatbare waarde zou aannemen. Men gebruikt derhalve indirect verhitte kathoden, die een veel grootere warmtecapaciteit bezitten. Bovendien is hierbij de gloeidraad door een nikkelbuisje afgeschermd, waardoor de onder b) genoemde fluctuaties worden vermeden. Door de gloeidraad bifilair te wikkelen kan men bereiken, dat ook de onder c) bedoelde fluctuaties practisch onschadelijk zijn.

Bij groote zendbuizen, bijv. watergekoelde zendbuizen van groot vermogen, zijn de gloeidraden in het algemeen zoo dik, dat hun temperatuur nauwelijks fluctueert, wanneer ze met wisselstroom worden verhit. De variaties van de spanning langs de gloeidraad en van het magnetische veld van de gloeidraad kunnen echter een vrij aanzienlijke schommeling van de anodestroom veroorzaken, zoodat de hoogfrequente anodewisselstroom een modulatie ondergaat, die later bij de ontvangst als brommen wordt waargenomen. Meestal is de invloed van het magnetische veld van de gloeidraad de voornaamste, en deze zal in dit artikel nader worden behandeld.

Wanneer we de invloed van het magnetische veld op de beweging van de electronen langs wiskundige weg willen bestudeeren, moeten wij eenige vereenvoudigende onderstellingen maken over de geometrische configuratie van de buis. Bij de watergekoelde zendbuizen zijn een aantal gloeidraden gerangschikt als beschrijvende lijnen van een cylinder, terwijl daar omheen op een bepaalde afstand een tweede cylinder is aangebracht (het stuurrooster), welke een andere potentiaal heeft dan de gloeidraden. Wij zullen beide cylindermantels als aequipotentiaalvlakken beschouwen en onderstellen, dat de binnenste cylinder gelijkmatig met emitteerende draden bedekt is. Het probleem is dan teruggebracht tot dat van twee concentrische cylinders, waartusschen zich electronen bewegen onder de invloed van een radiaal electrisch veld en van een magnetisch veld loodrecht op het electrische veld en op de cylinderas. Dit probleem willen we nog verder vereenvoudigen door in plaats van de cylindervormige electroden vlakke electroden te nemen (zie *fig. 1*).

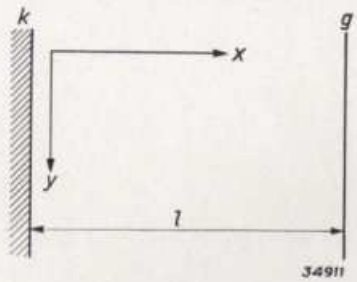


Fig. 1. Vereenvoudigd model van een zendbuis, ter berekening van de invloed van het magnetische veld, dat de gloeistroom veroorzaakt. *k* plat kathodevlak, *g* plat roostervlak op afstand *l* van de kathode. Het magnetische veld steekt loodrecht naar boven uit het vlak van teekening.

Van het zoo verkregen model, dat vrij sterk afwijkt van de werkelijke zendbuizen, zal in het volgende de anodestroom worden berekend in

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

afhankelijkheid van het magnetische veld. Daarna zal worden nagegaan, hoe men uit de resultaten conclusies kan trekken omtrent het gedrag van werkelijk uitgevoerde buisconstructies en in hoeverre de resultaten proefondervindelijk worden bevestigd.

Omschrijving van het probleem

Wij onderstellen de kathode volgens fig. 1 oneindig ver uitgestrekt in alle richtingen van het y-z-vlak, terwijl de electronen met de beginsnelheid nul vertrekken in de x-richting. Het magnetische veld $H(x)$ verloopt in de z-richting en wordt alleen afhankelijk van x aangenomen.

De electronen, die de kathode verlaten, worden door het verval van de electrische potentiaal V in de x-richting versneld. De waarde van de electrische veldsterkte is niet alleen bepaald door de potentialen van de electroden, maar ook door de ruimtelading van de electronen, die zich tusschen kathode en stuurrooster bevinden. Deze ruimtelading, die evenredig is met de stroomsterkte, oefent een afstootende werking uit op de volgende electronen, die de kathode juist willen verlaten, m.a.w. zij verlaagt de veldsterkte aan het oppervlak van de gloeidraad. Bij een bepaalde stroomsterkte verdwijnt het electrische veld aan het gloeidraadoppervlak, en dit is de stroomsterkte, welke werkelijk optreedt. Wanneer nl. een nog grooter aantal electronen per seconde zou uittreden, dan met deze stroomsterkte overeenkomt, dan zou het electrische veld negatief worden en een zoo groot gedeelte van de electronen terugdrijven, dat de stroomsterkte tot de zoo juist genoemde grenswaarde wordt teruggebracht.

Tengevolge van de aanwezigheid van het magnetische veld zullen de electronen gekromde banen beschrijven en zich derhalve niet zoo vlug van de gloeidraad kunnen verwijderen als anders het geval zou zijn. De ruimtelading wordt dus vergroot en zal dientengevolge reeds bij een kleinere grenswaarde van de anodestroom het electrische veld aan het kathode-oppervlak doen verdwijnen.

Deze vermindering van de anodestroom door het magnetische veld vormt het eigenlijke onderwerp van onze berekeningen.

De bewegingsvergelijkingen van een electron

Is $-e$ de lading en m de massa van een electron, dan voldoet de beweging van het electron aan de volgende vergelijkingen:

$$e\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}x} - H(x)\ e\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} = m\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} \quad \cdots \quad (1)$$

$$H(x)\ e\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = m\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}t^2} \quad \cdots \quad (2)$$

In een vroeger artikel in dit tijdschrift [1]) werd reeds bij een behandeling van de werking van het magnetron de oplossing van deze vergelijkingen besproken voor het geval, dat de electrische veldsterkte $E = -\mathrm{d}V/\mathrm{d}x$ in de geheele ruimte constant is. In ons geval, waarbij de potentiaal beïnvloed wordt door de ruimtelading, is echter de daar gegeven methode om tot een oplossing te komen niet geschikt en moeten wij een andere weg inslaan.

Wanneer we (1) vermenigvuldigen met $\mathrm{d}x/\mathrm{d}t$ en (2) met $\mathrm{d}y/\mathrm{d}t$, dan kunnen wij $H(x)$ elimineeren door beide vergelijkingen bij elkaar op te tellen. Men krijgt dan de vergelijking:

$$e\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t} = m\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} + \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}t^2}\right).$$

Hieruit volgt:

$$^1/_2\, m\left[\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)^2 + \left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t}\right)^2\right] = e\ V(x) \quad \cdots \quad (3)$$

Hierbij is reeds rekening gehouden met de voorwaarde, dat aan het oppervlak van de gloeidraad ($V = 0$) zoowel de x-componente als de y-componente van de snelheid verdwijnt. Verg. (3) is niets anders dan de wet van behoud van energie en brengt tot uitdrukking, dat het magnetische veld geen arbeid verricht.

Om de integratie verder door te voeren, moeten wij $V(x)$ als functie van de coordinaat kennen. $V(x)$ is aan het oppervlak van de kathode ($x = 0$) gelijk nul en heeft in het roostervlak ($x = l$) een bepaalde waarde V_e. Het verloop in de ruimte tusschen rooster en kathode wordt bepaald door de differentiaalvergelijking

$$\frac{\mathrm{d}^2V}{\mathrm{d}x^2} = 4\pi\varrho, \quad \cdots \quad (4)$$

waarbij ϱ de dichtheid van de ruimtelading beteekent. Tusschen de ruimtelading ϱ, de plaatselijke snelheid $\mathrm{d}x/\mathrm{d}t$ van de electronen en de stroomsterkte i bestaat de betrekking

$$i = \varrho(x)\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} \quad \cdots \quad (5)$$

De in verg. (5) aangegeven stroomsterkte i is de zg. „convectiestroom", die door beweging van geladen deeltjes wordt veroorzaakt. Aangezien het magnetische veld betrekkelijk langzaam ver-

[1]) Philips techn. T. 4, 201, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

andert (vergeleken met looptijden van electronen) kunnen wij de toestand als practisch stationnair beschouwen. De convectiestroom komt dan overeen met de totale stroom en is dus geen functie van x.

De berekening van de anodestroom

Uit verg. (4) en (5) volgt

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{4\pi i}{\frac{dx}{dt}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Deze vergelijking is te integreeren, wanneer dx/dt bekend is als functie van x. Wij berekenen eerst uit verg. (2)

$$m\frac{dy}{dt} = e\int_0^x H(x)\,dx,$$

waarbij wij gebruik hebben gemaakt van het feit, dat dy/dt voor $x = 0$ verdwijnt. De integraal aan de rechterzijde noemen wij in het vervolg $F(x)$. Met behulp van verg. (3) vinden we nu

$$\frac{dx}{dt} = \sqrt{2\frac{e}{m}V - \left[\frac{e}{m}F(x)\right]^2}$$

en dus door invullen in (6)

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{4\pi i}{\sqrt{2\frac{e}{m}V - \left[\frac{e}{m}F(x)\right]^2}} \quad \ldots \quad (7$$

Om deze differentiaalvergelijking op te lossen, moeten wij een speciale keuze doen van de functie F, dus van het verloop van magnetische veld $H(x)$. In de practijk kan dit verloop zeer verschillend zijn al naar gelang de stroomen door de verschillende gloeidraden alle in dezelfde richting loopen of wel afwisselend in tegengestelde richting of nog op andere wijze. Wij zullen een aantal verschillende gevallen beschouwen en nagaan, in hoeverre het mogelijk is om hieruit tot een algemeene conclusie te komen.

1. Geen magneetveld

Wanneer het magnetische veld verwaarloosd kan worden en dus $F(x) = 0$ is, gaat verg. (7) over in de bekende differentiaalvergelijking van Langmuir, welke opgelost kan worden door te stellen

$$V = k \cdot x^{4/3} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Men kan dit gemakkelijk toetsen door verg. (8) tweemaal te differentieeren en d^2V/dx^2 evenals V in te vullen in de differentiaalvergelijking (7). Men vindt dan, dat aan deze vergelijking voldaan wordt, indien de coëfficient k een bepaalde waarde heeft, nl.:

$$k = \left(\frac{9\pi i}{\sqrt{2e/m}}\right)^{2/3} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

De zoo gevonden oplossing van de differentiaalvergelijking voldoet aan de bovengenoemde conditie, dat aan het oppervlak van de kathode ($x = 0$) de veldsterkte $-dV/dx$ gelijk nul is. De daarbij behoorende stroomsterkte is dus de gevraagde anodestroom. Door de bovenstaande waarde van k in te vullen in verg. (8) vindt men

$$18\pi i\frac{e}{m} = \frac{\left(\frac{2e}{m}V\right)^{3/2}}{x^2}.$$

V is hierbij de potentiaal op de plaats x, die willekeurig kan worden gekozen. Neemt men $x = l$, dan is $V = V_e$ en heeft men dus

$$18\pi i\frac{e}{m} = \frac{\left(\frac{2e}{m}V_e\right)^{3/2}}{l^2} \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

Hiermede is dus de optredende stroomsterkte i bekend, als de afstand l en het potentiaalverschil V_e in het roostervlak gegeven zijn.

Wij zullen nu nagaan, hoe deze stroom verandert door de aanwezigheid van het magnetische veld van de gloeidraad.

2. Zwak magneetveld

Voor een vrij willekeurige vorm van het magnetische veld, die echter voldoen moet aan de voorwaarde, dat H alleen van x afhangt, kan de differentiaalvergelijking worden opgelost, wanneer men de restrictie invoert, dat het magneetveld zwak, dus F steeds klein is. In dat geval kunnen wij de wortel, die in de differentiaalvergelijking (7) optreedt, met goede benadering vervangen door een reeksontwikkeling. De invloed van het magnetische veld op het verloop van de potentiaal zal dan kunnen worden weergegeven door een kleine correctie in het boven voor $H = 0$ berekende potentiaalverloop tusschen de electroden. In plaats van verg. (8) schrijven wij derhalve

$$V = \left(\frac{9\pi i}{\sqrt{\frac{2e}{m}}}\right)^{2/3} x^{4/3} + w \quad \ldots \quad (11)$$

en wanneer we de correctieterm w kennen, kunnen wij uit deze vergelijking aflezen, hoe de stroomsterkte i verandert met het magneetveld, dat de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

term w bepaalt. Om w te bepalen, moet men verg. (11) tweemaal differentieeren en de zoo verkregen grootheid d^2V/dx^2, evenals V, invullen in de oorspronkelijke differentiaalvergelijking (7). Wanneer men in de resulteerende uitdrukking de wortel in een reeks ontwikkelt en slechts de eerste twee termen daarvan in aanmerking neemt, verkrijgt men voor w een eenvoudige lineaire differentiaalvergelijking van de tweede orde, nl.

$$\frac{d^2w}{dx^2}+\frac{2}{9}\frac{w}{x^2}=\frac{1}{9}\frac{e}{m}\left(\frac{F(x)}{x}\right)^2.$$

Deze vergelijking is gemakkelijk op te lossen. Men kan bijv. eerst de „homogene oplossing" bepalen, die optreedt, wanneer de rechterzijde gelijk nul is en daarna de rechterzijde in aanmerking nemen door de zg. methode van „variatie van de constanten" toe te passen. Het resultaat van deze berekening, die wij niet in detail weergeven [2]), is

$$w=\frac{x^{2/3}}{3}\int_0^x \xi^{-5/3}\frac{e}{m}\left[F(\xi)\right]^2 d\xi-\frac{x^{1/3}}{3}\int_0^x \xi^{-4/3}\frac{e}{m}\left[F(\xi)\right]^2 d\xi. \qquad (12)$$

Wanneer we de zoo verkregen functie $w(x)$ in verg. (11) invullen en de resulteerende vergelijking weer naar de stroomsterkte oplossen, dan zien we, hoe de stroomsterkte door de aanwezigheid van het magnetische veld wordt gewijzigd.

Om overzichtelijke resultaten te verkrijgen kiezen wij voor het verloop van het magnetische veld de speciale vorm

$$H(x)=H(x/l)^n,$$

waarin n een negatieve macht moet zijn, omdat het magnetische veld met toenemende waarde x steeds zwakker wordt. De letter H zonder aanduiding van de plaats beteekent hier en in het vervolg steeds de veldsterkte in het roostervlak ($H(l)$).

De in verg. (12) voorkomende functie $F(\xi)$ wordt nu:

$$F(\xi)=\int_0^\xi H(x)dx=\frac{H}{n+1}\xi^{n+1}.$$

Voor deze vorm van $F(\xi)$ kan men de integratie in verg. (12) zonder meer uitvoeren. De zoo verkregen uitdrukking voor w wordt in verg. (11) ingevuld. Lossen wij de resulteerende vergelijking op naar de anodestroom, dan vinden wij

$$\left.\begin{aligned}&18\,\pi\, i\frac{e}{m}=\left(\frac{2e}{m}V_e\right)^{3/2}\left[\frac{1}{l^2}-\frac{1}{6}\frac{eH^2}{mV_eN}\right],\\ &\text{waarbij}\\ &N=\left(n+1\right)^2\left(2n+\frac{5}{3}\right)\left(2n+\frac{4}{3}\right).\end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

Dit is het uiteindelijke resultaat. Vergelijkt men de verg. (13) en (10) dan ziet men, dat het magneetveld een verlagende werking op de anodestroom heeft, die evenredig is met het kwadraat van de magnetische veldsterkte en omgekeerd evenredig met de effectieve roosterspanning. Dit is natuurlijk slechts een eerste benadering, en wij kunnen wel verwachten, dat bij groote magnetische veldsterkten hoogere machten van H zullen optreden.

Discussie van het resultaat

Een nadere beschouwing van de berekening leert, dat het in verg. (13) aangegeven resultaat alleen betrouwbaar is voor waarden van n, die niet sterker negatief zijn dan $-1/2$. Voor een aantal waarden n tusschen 0 en $-1/2$ is in *fig. 2* het volgens (13) berekende verloop van de anodestroom als functie van de magnetische veldsterkte H in het roostervlak met gestippelde lijnen weergegeven.

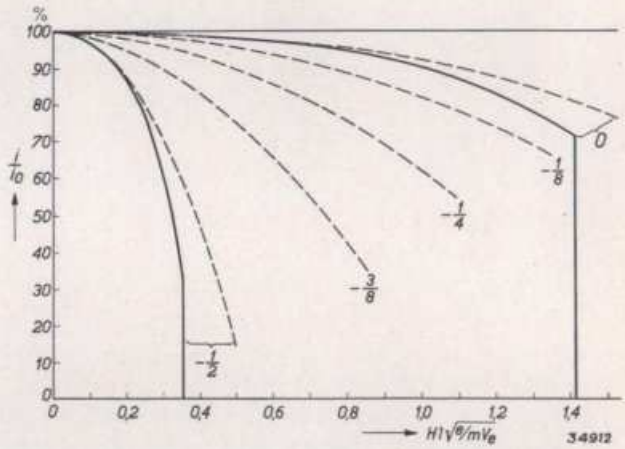


Fig. 2. Verloop van de anodestroom in procenten van de maximale waarde als functie van de magnetische veldsterkte in het roostervlak (uitgedrukt door de dimensielooze grootheid $Hl\sqrt{e/mV_e}$). De parameter-waarden geven de macht n aan in de uitdrukking voor het verloop van de magnetische veldsterkte: $H(x)=H(x/l)^n$. Getrokken krommen: exact berekend verloop voor $n=0$ en $n=-1/2$. Gestippelde krommen: in eerste benadering (verg. 13) berekend verloop voor $n=0,-1/8,-1/4,-3/8,-1/2$.

Beschouwt men met behulp van een oscilloscoop de variaties van de anodestroom als functie van de gloeistroom (waarmee het magnetische veld evenredig is), dan blijkt, dat de paraboolvormige krommen van fig. 2 goed overenstemmen met de werkelijkheid, mits de afname van de anode-

[2]) Voor de uitvoering van de tusschenrekeningen zie Philips Transm. News, No. 1, 1940, waar de berekeningen in belangrijk uitgebreider vorm zijn gepubliceerd. Onder meer is behalve het geval van vlakke electroden ook het geval van cylindrische electroden behandeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

stroom daarbij niet grooter is dan ca. 25%. De verdere daling van de anodestroom met toenemende gloeistroom dwz. toenemend magneetveld, geschiedt echter aanmerkelijk sneller dan uit de berekening is te verwachten.

Om na te gaan, in hoeverre deze afwijking theoretisch verklaard kan worden, werd getracht, naast de hierboven behandelde benadering ook exacte oplossingen van vergelijking (7) te vinden. Dit is inderdaad mogelijk voor $n = 0$, dwz. een homogeen magneetveld, en voor $n = -1/2$, dus $H(x) = H/\sqrt{x/l}$. De berekening, die wij hier niet nader bespreken, leidt tot de getrokken krommen van fig. 2. Vergelijkt men deze met de gestippelde krommen, die tot dezelfde waarde van n behooren, dan vindt men bij lage veldsterkten H een goede overeenstemming, terwijl de anodestroom bij groote veldsterkten inderdaad sterker daalt om bij een bepaalde maximale veldsterkte plotseling geheel te verdwijnen.

De exact berekende krommen voor $n = 0$ en $n = -1/2$ vertoonen onderling veel gelijkenis. Deze gelijkenis wordt nog sprekender, wanneer men als ordinaat niet de stroomsterkte uitzet maar de procentueele afname van de anodestroom, en als abscis niet de veldsterkte H gebruikt, maar de verhouding H/H_m, waarbij H_m de critische veldsterkte in het roostervlak is, welke de anodestroom plotseling geheel doet verdwijnen. In *fig. 3* zijn de krommen voor $n = 0$ en $n = -1/2$ in deze nieuwe coordinaten weergegeven. Men ziet, dat ze practisch voor alle veldsterkten een evenredig verloop hebben, en wel is de kromme voor $n = -1/2$ een factor 2,4 hooger dan die voor $n = 0$.

De goede overeenstemming van de twee krommen, welke betrekking hebben op twee zeer verschillende veldverdeelingen, maakt het waarschijnlijk, dat het door deze krommen weergegeven verloop van de afname van de stroomsterkte als functie van H/H_m op een factor na voor elke veldverdeeling kan worden aangenomen. Deze omstandigheid maakt het mogelijk, de aan het sterk vereenvoudigde model gevonden resultaten met eenige kans op succes over te dragen op werkelijk uitgevoerde zendbuizen, zooals aanstonds zal worden gedaan bij het trekken van practische conclusies.

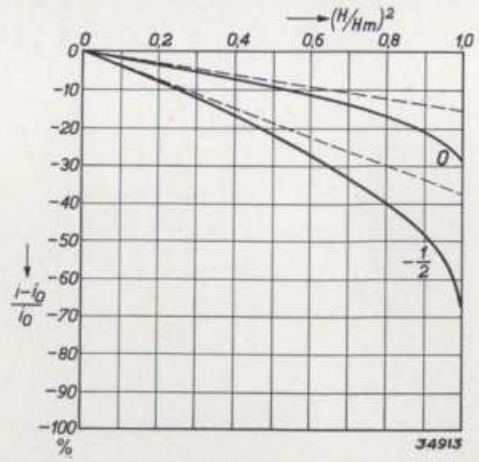


Fig. 3. Procentueele verlaging van de anodestroom als functie van H/H_m voor $n = 0$ en $n = -1/2$. H_m is de waarde van de veldsterkte, waarbij de anodestroom plotseling verdwijnt. De krommen vertoonen practisch hetzelfde verloop, met dien verstande, dat de verlaging bij $n = -1/2$ voor alle waarden van de abscis een factor 2,4 grooter is dan bij $n = 0$.

Het „brommen" van zendbuizen

In *fig. 4* is nog eens het exact berekende verloop van de anodestroom als functie van $(H/H_m)^2$ uitgezet (getrokken kromme) voor een veldverdeeling

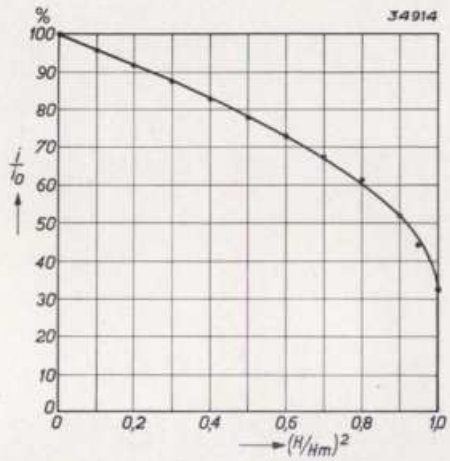


Fig. 4. Verloop van de anodestroom in procenten van de maximale waarde als functie van H/H_m voor een veldverdeeling $H(x) = H/\sqrt{x/l}$. De kromme kan worden voorgesteld door:

$$i = i_0\,[1 - 0{,}375\ (H/H_m)^2 - 0{,}12\ (H/H_m)^4 - 0{,}18\ (H/H_m)^{26}].$$

$$H(x) = \frac{H}{\sqrt{x/l}}\,.$$

De procentueele afname van de anodestroom kan als functie van H/H_m zeer goed benaderd worden door de reeksontwikkeling

$$\frac{i_0 - i}{i_0} = 0{,}375\left(\frac{H}{H_m}\right)^2 + 0{,}12\left(\frac{H}{H_m}\right)^4 + 0{,}18\left(\frac{H}{H_m}\right)^{26},$$

waarmee de stippen in de figuur zijn berekend. Onderstellen wij volgens de uiteenzetting van de vorige paragraaf, dat deze formule, op een factor na, geldt voor een willekeurige verdeeling van het magnetische veld tusschen kathodevlak en roostervlak, dan vinden wij voor de anodestroom als functie van de effectieve roosterspanning en de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

magnetische veldsterkte de algemeene formule:

$$\left.\begin{aligned} \frac{e}{m}\pi i &= \frac{1}{18\,l^2}\left(2\,\frac{e}{m}V_e\right)^{3/2}\left[1-p\,G\left(\frac{H}{H_m}\right)\right], \\ \text{waarbij} \\ G\left(\frac{H}{H_m}\right) &= 0{,}375\left(\frac{H}{H_m}\right)^2+0{,}12\left(\frac{H}{H_m}\right)^4+0{,}18\left(\frac{H}{H_m}\right)^{26}. \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

Hierin is p een factor, die afhangt van de verdeeling van het magnetische veld. Voor het bovengenoemde veld $H(x) = H/\sqrt{x/l}$ is $p = 1$, voor een homogeen veld is $p = 1/2{,}4 \sim 0{,}4$.

Is p bekend, dan kan men met behulp van verg. (14) berekenen, hoe de anodestroom varieert, wanneer een zendbuis met sinusvormige wisselstroom wordt gevoed. Daar de grootheid H in verg. (14) met de gloeistroom evenredig is, zal de anodestroom i samengesteld zijn uit een gelijkstroomcomponent en een rimpel, waarvan de grondfrequentie gelijk tweemaal de netfrequentie is. Daarnaast bevat de rimpel ook hoogere harmonischen, die afkomstig zijn van de termen met $(H/H_m)^4$ en $(H/H_m)^{26}$.

De berekening is niet moeilijk, maar vrij omslachtig [3]) en leidt tot formules, die weinig overzichtelijk zijn. Wij willen derhalve volstaan met een algemeene discussie van de resultaten.

Het brommen als functie van de anodestroom

Het verloop van het brommen als functie van de anodestroom kan kwalitatief worden overzien aan de hand van verg. (13), waarin de anodestroom in de eerste benadering is voorgesteld als functie van de effectieve potentiaal V_e en de magnetische veldsterkte H in het roostervlak. Deze vergelijking heeft het karakter

$$i = A\,V_e^{3/2} - B\,V^{1/2}\,H^2,$$

waarbij A en B constanten zijn, die bepaald zijn door de constructie van de zendbuis.

Bij een sinusvormige verhittings-wisselstroom verloopt H eveneens sinusvormig. Is ν de frequentie en H_0 de amplitude van het magnetische wisselveld in het roostervlak dan geldt

$$H^2 = H_0^2 \sin^2 2\,\pi\,\nu\,t = H_0^2\,(1/2 - 1/2\cos 4\,\pi\,\nu\,t)$$

en dus

$$i = \underbrace{A\,V_e^{3/2} - 1/2\,B\,H^2\,V_e^{1/2}}_{i_g} - \underbrace{1/2\,B\,H^2\,V_e^{1/2}\cos 4\,\pi\,\nu\,t}_{i_w} \quad \ldots \quad (15)$$

[3]) Zie het in noot [2]) aangehaalde artikel.

Wij zien, dat de anodestroom samengesteld is uit een gelijkstroomcomponent i_g, die in eerste instantie evenredig is met de drie tweede macht van de effectieve roosterspanning, en een wisselstroomcomponent, die met de wortel uit de roosterspanning toeneemt en dus evenredig is met de derde machts-wortel uit de anodegelijkstroom.

De effectieve waarde van deze wisselstroomcomponent noemen wij de bromstroom. Meer dan deze interesseert ons echter meestal het zg. brompercentage, dat gedefinieerd is als de verhouding tusschen de bromstroom en de anodegelijkstroom. Uit verg. (15) volgt, dat het brompercentage — althans voor voldoend kleine veldsterkten H_0 — omgekeerd evenredig is met de effectieve roosterspanning resp. met de twee derde macht van de anodegelijkstroom.

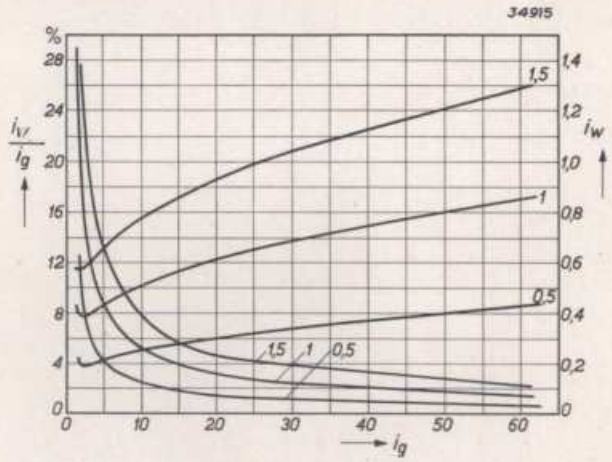


Fig. 5. Effectieve waarde van de bromstroom i_w (willekeurige eenheden) en het brompercentage i_w/i_g als functie van de effectieve anode-gelijkstroom i_g (willekeurige eenheden). De drie krommen zijn berekend volgens verg. (14) met de parameters $p = 0{,}5$, $p = 1$, $p = 1{,}5$. Met toenemende anodestroom neemt de bromstroom toe, het brompercentage daarentegen af.

In *fig. 5* zijn, als functie van de anode-gelijkstroom, bromstroom en brompercentage uitgezet, zooals deze berekend worden met behulp van verg. (14). Voor de parameter p zijn hierbij drie waarden gekozen, en wel 0,5, 1 en 1,5. De parameter 0,5 komt overeen met een magnetisch veld, dat met toenemende x slechts weinig afneemt (bij het homogene veld was $p = 0{,}4$). De parameter 1 beantwoordt aan een veldverdeeling volgens $H/\sqrt{x/l}$, terwijl $p = 1{,}5$ betrekking zou hebben op het geval, dat de veldsterkte nog sterker afneemt met toenemende afstand van de kathode. In overeenstemming met de bovenstaande kwalitatieve discussie blijkt de bromstroom evenredig te zijn met $i_g^{1/3}$, terwijl het brompercentage evenredig $i_g^{-2/3}$ is. Slechts bij zeer kleine anode-gelijkstroomen, waarbij de brompercentages aanzienlijk worden, treden duidelijke afwijkingen op.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

De resultaten werden getoetst door metingen van het brommen als functie van de anodegelijkstroom aan een watergekoelde zendbuis van 30 kW. De meetpunten zijn in *fig. 6* aange-

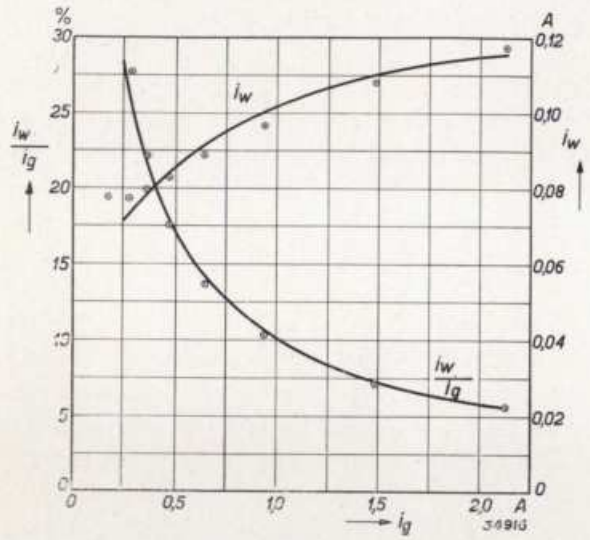


Fig. 6. Bromstroom i_w en brompercentage i_w/i_g van een watergekoelde zendbuis als functie van de anodestroom. Cirkeltjes: meetpunten; getrokken lijnen: berekende krommen met $p = 1{,}5$.

geven, terwijl de vloeiende lijnen in deze figuur theoretisch zijn berekend met $p = 1{,}5$. Men ziet, dat een heel goede overeenstemming is verkregen. Uit de groote waarde van p volgt, dat de magnetische veldsterkte met toenemende afstand van de kathode nog sterker afneemt dan $H/\sqrt{x/l}$.

Zooals men ziet, komen bij een buis van het aangegeven type brompercentages voor van eenige tientallen procent, zoodat men zou kunnen meenen, dat het toepassen van wisselstroomvoeding bij een dergelijke buis volkomen onmogelijk was. Uit een nadere beschouwing van de werking van de buis blijkt echter dat de modulatie, die de hoogfrequente anodewisselstroom ondergaat, vooral bij groote amplituden van de anode-wisselstroom belangrijk kleiner is dan het hierboven beschouwde brompercentage.

De bestrijding van het brommen

Het ligt voor de hand, het brommen te verminderen door het gloeidraadsysteem van de buis in gelijke stukken te verdeelen en deze onderdeelen op verschillende fasen van de wisselstroom aan te sluiten. Wanneer de bromstroom evenredig zou zijn aan $(H/H_m)^2$, zooals dit in eerste instantie het geval is, dan zou het gebruik van twee fasen met 90° faseverschuiving reeds voldoende zijn om het brommen geheel op te heffen. Het kwadraat van de veldsterkte bevat nl. behalve een constante term alleen de tweede harmonische van de netfrequentie. Deze heeft in de twee helften van het gloeidraad-systeem een faseverschil van $2 \cdot 90° = 180°$, zoodat de beide anodestroombijdragen van de twee kathodehelften in tegenfase fluctueeren, en de totale anodestroom constant blijft.

Tengevolge van de term $(H/H_m)^4$ treedt weliswaar behalve de tweede harmonische van de netfrequentie ook een vierde harmonische op, die door een verdeeling van het systeem in twee helften niet gecompenseerd kan worden. Practisch heeft deze term echter niet veel beteekenis; bij een verhouding $H/H_m = 0{,}7$ zou deze pas 1/30 van de amplitude van de grondfrequentie bezitten en bij kleinere amplituden is de invloed nog minder.

Fig. 7. De zendtriode TAL 12/10 (12 kV, 10 kW) met vier toevoerdraden voor de gloeidraad, die met tweefasige wisselstroom wordt verhit. Bovenaan ziet men de vier aansluitingen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

De laatste term, $(H/H_m)^{26}$, kan voor de practijk geheel buiten beschouwing worden gelaten.

Verdeelt men het gloeidraadsysteem in drie gelijke deelen, welke gevoed worden door de drie fasen van een zuivere draaistroom, dan zou ook de vierde harmonische worden opgeheven. Immers, het onderlinge faseverschil bedraagt 120° en $4 \cdot 120°$ komt weer overeen met 120°, zoodat de vierde harmonischen van de bromstroomen onderling in dezelfde faseverhouding staan als de grondtrillingen, en elkaar dus evenals de grondtrillingen, zullen compenseeren. Laat men de term $(H/H_m)^{26}$ buiten beschouwing, dan zou dus het brommen geheel moeten verdwijnen.

Aan eenige buizen van verschillend vermogen werden vergelijkende proeven gedaan tusschen het brommen bij aansluiting op één fase en bij aansluiting op twee fasen, die onderling 90° verschilden. Het aansluiten op drie fasen geeft aanleiding tot constructieve complicaties in verband met de eisch, dat de zendbuizen ook met gelijkstroom gevoed moeten kunnen worden. De bereikte verbetering bedroeg in één geval ongeveer een factor $4^1/_2$, in een ander geval ongeveer een factor 10. De theoretische verbetering, die zelfs bij het grootste onderzochte brompercentage, waar dus de term $(H/H_m)^4$ het ergst meespeelt, nog meer dan een factor 30 zou moeten bedragen, werd dus lang niet bereikt. Waarschijnlijk is dit te wijten aan het feit, dat de twee helften van de gloeidraad, die op de verschillende fasen worden aangesloten, door kleine asymmetrieën in de constructie nooit geheel gelijkwaardig zijn, zoodat de grondfrequentie van het brommen nooit geheel wordt gecompenseerd.

In *fig. 7* is een zendbuis weergegeven, waarvan de gloeidraad met wisselstroom van twee fasen kan worden gevoed. De twee helften van het gloeidraadsysteem zijn van afzonderlijke toevoerdraden voorzien, zoodat de gloeidraad vier aansluitingen heeft in plaats van twee. De buis is een triode met geforceerde luchtkoeling [4]), welke bij een anodespanning van 12 kV een uitgangsvermogen van 10 kW kan leveren. Daarnaast zijn nog twee andere buizen met tweefasig gloeidraadsysteem ontwikkeld; een watergekoelde triode van 12 kV, 35 kW en een watergekoelde penthode van 12 kV, 20 kW.

---

[4]) Over zendbuizen met geforceerde luchtkoeling zie Philips techn. T. 4, 129, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

STEREOFONISCHE GELUIDSWEERGAVE

door K. de BOER.

534.76 : 534.86

Bij de gebruikelijke electrische methoden voor de weergave van geluid gaat de richtingsgewaarwording, die een essentieel bestanddeel van onze geluidsgewaarwording vormt, verloren. Na een kort overzicht over de grondslagen van het ruimtelijk hooren wordt in dit artikel behandeld, hoe men een geluidsweergave met behoud van de richtingsgewaarwording, een stereofonische weergave, zou kunnen verwezenlijken. Een opstelling, die speciaal voor toepassing in bioscopen in aanmerking zou kunnen komen, wordt nader besproken. Het blijkt daarbij practisch niet mogelijk, de intensiteits- en tijdsverschillen, die voor het richtingshooren aansprakelijk zijn, beide in de juiste mate aan de ooren van den toehoorder te reproduceeren. Om de afwijkingen van de „juiste" richtingsgewaarwording, die als gevolg hiervan kunnen optreden, te overzien, is een onderzoek gedaan omtrent het samenwerken van tijds- en intensiteitsverschillen. De resultaten van dit onderzoek worden in het kort vermeld. Tenslotte worden eenige practische gezichtspunten voor een stereofonische weergave aangegeven.

Onze gewaarwording van geluid bevat als essentieel bestanddeel een ruimtelijke indruk omtrent de herkomst van het geluid. Geluiden, waarbij door een of andere oorzaak de ruimtegewaarwording ons in de steek laat, wekken vaak een onaangenaam gevoel in ons op, een soort van onbehaaglijkheid. Dit is heel goed te begrijpen, wanneer men de functie van het gehoor van een teleologisch standpunt bekijkt. Als oorspronkelijke taak van de gehoorszin mag men wel beschouwen het waarschuwen voor gevaar — een opvatting, die strookt met het feit, dat we wel een ooglid, maar geen „oor-lid" bezitten, dwz. geen voorziening voor het naar willekeur tijdelijk buiten werking stellen van het gehoor: want gevaar kan ten allen tijde opdagen. Een waarschuwing voor gevaar echter, moge zij gegeven worden door het ritselen van takken in het bosch of door het loeien van een claxon op een straatkruising, kan voor den drager van het gehoor slechts nuttig zijn, wanneer het gehoor hem tevens mededeelt, van welke kant het gevaar komt, en tot op zekere hoogte ook, hoe dichtbij het al is.

Ook geluiden, die niets met eenig gevaar uitstaande hebben, zijn wij nu eenmaal gewend met een ruimtevoorstelling te associeeren. Zijn verschillende geluidsbronnen aanwezig, zooals de diverse sprekers in een tooneelstuk, dan onderscheiden we deze door het richtingshooren, en we beschouwen het als vanzelfsprekend, dat de acoustische en de visueele waarnemingen met elkaar kloppen. Evenzoo worden onze indrukken bij een concertuitvoering door een groot orkest in belangrijke mate beïnvloed door het feit, dat we het geluid der afzonderlijke instrumenten van verschillende kanten hooren komen en deze dus niet alleen door hun timbre, maar ook door hun richting kunnen identificeeren. Overigens is dit identificeeren van een geluid temidden van een groot aantal andere klanken op zichzelf een zeer belangrijk uitvloeisel van het richtingshooren: we bezitten het vermogen, onze aandacht op een bepaalde richting te concentreeren en op deze wijze storende of voor het oogenblik ongewenschte geluiden uit andere richtingen op de achtergrond te dringen [1]).

Al deze verschijnselen in onze geluidsgewaarwording komen te vervallen bij de tegenwoordig gebruikelijke electro-acoustische methoden voor het versterken en overbrengen van geluid. Wanneer we in de huiskamer de radio-uitzending van een concert beluisteren, hooren we alle instrumenten uit één richting — de richting van de luidspreker; het plastische van de orkestmuziek gaat daarbij verloren. Bij een hoorspel-uitvoering is de toehoorder voor het uit elkaar houden der verschillende stemmen in hoofdzaak aangewezen op verschillen in timbre (eventueel nog in intensiteit); spreken verscheidene stemmen door elkaar of zijn bijgeluiden aanwezig, dan kan het voor den luisteraar buitengewoon vermoeiend zijn, zonder de steun van richtingsverschillen zijn aandacht op één der stemmen te concentreeren — een feit, waarmee de regisseur terdege rekening moet houden. Bij de geluidsweergave in de bioscoop is eveneens het ontbreken van een ruimtelijk effect te signaleeren: men ziet bijv. een spreker over het doek bewegen, hoort echter zijn stem steeds uit eenzelfde richting, nl. die van de achter het doek opgestelde luidspreker. Bedenkt men, dat in de ontwikkeling van de film een voortdurend streven naar grootere „natuurlijkheid" valt waar te nemen, dan ligt het geheel in de lijn, dat men de illusie nog tracht te verhoogen door de verschillende standen der geluidsbron bij de opname ook bij de weergave voor het oor onderscheidbaar te maken. In dit artikel

[1]) Hierop is reeds gewezen in het artikel: Een installatie voor een slechthoorende, Philips techn. T. 4, 329, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

zal de mogelijkheid van een dergelijke stereofonische geluidsweergave worden besproken. Het is nuttig om daartoe eerst de grondslagen van het ruimtelijk hooren onder de loupe te nemen.

Grondslagen van het ruimtelijk hooren

Voor het localiseeren van een geluidsbron ten opzichte van een waarnemer zijn drie coördinaten vereischt: de afstand, de richting in het horizontale vlak (azimut) en de hoek ten opzichte van dit vlak (hoogte). Over het laatste punt zijn we gauw uitgepraat: hiervoor heeft de mensch vrijwel geen rechtstreeksch gevoel. Het feit, dat geluid van boven komt, wordt in hoofdzaak gerealiseerd door een schuin zetten van het hoofd, en daarmee is deze gewaarwording teruggebracht tot die van een richting in het „horizontale" vlak.

Het ontstaan van de afstands-gewaarwording is theoretisch nog niet in alle gevallen geheel opgehelderd [2]). In gesloten ruimten wordt zij verklaard o.a. door een variatie van de verhouding tusschen

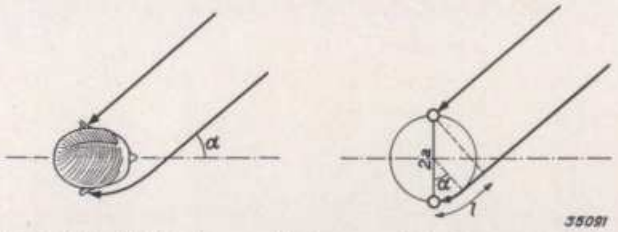


Fig. 1. Geluid, dat uit een richting met de hoek α ten opzichte van het middenloodvlak van het hoofd komt, bereikt de beide ooren met een tijdsverschil $t = l/c$ (c = geluidssnelheid). De om het hoofd heen gebogen golf is bovendien verzwakt.

het directe geluid (dat den waarnemer zonder reflecties treft) en de nagalm. Immers, bij een afstandsverandering van de geluidsbron varieert de intensiteit van het directe geluid, terwijl die van de nagalm bij benadering constant blijft. Dit kenmerk voor de afstand wordt bij de gebruikelijke electro-acoustische overbrenging, wanneer we de nagalm op de plaats van ontvangst kunnen verwaarloozen, niet aangetast en biedt dus den regisseur van een studio-opname de mogelijkheid, een zeker plastisch effect bij de weergave te behouden.

Verreweg de belangrijkste rol bij het ruimtelijk hooren speelt de richtings-gewaarwording in het horizontale vlak. Deze ontstaat door het samenwerken der beide ooren (*fig. 1*). Bevindt zich de geluidsbron in het middenloodvlak van de verbindingslijn der ooren, dan ontvangen deze precies dezelfde indrukken. Komt echter het geluid uit een richting α, dan bereikt het eerst het ééne oor en pas een zekere tijd later het andere, terwijl het bovendien bij de buiging om het hoofd van de waarnemer heen een zekere verzwakking ondervindt. Ons gehoorcentrum is buitengewoon gevoelig voor deze verschillen in tijd en intensiteit, die het, door de ervaring geleid, als hoekafwijking uit het middenloodvlak interpreteert.

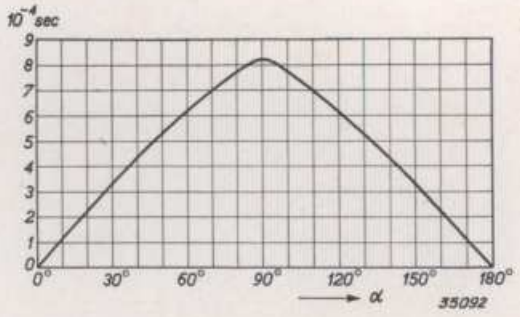


Fig. 2. Tijdsverschil t als functie van de hoek α.

Wat betreft de tijdsverschillen, deze kan men gemakkelijk uitrekenen uit het wegverschil l en de geluidssnelheid. Vat men het hoofd eenvoudigheidshalve op als een bol met straal a (zie fig. 1), dan is $l = a\,(\alpha + \sin\alpha)$. Uit proefnemingen blijkt, dat reeds een hoekafwijking van slechts 3° uit het middenloodvlak kan worden waargenomen, hetgeen bij een oorafstand $2a$ = ca. 20 cm overeenkomt met een tijdsverschil van $3 \cdot 10^{-5}$ sec. In *fig. 2* is het tijdsverschil als functie van de hoek α uitgezet [3]).

De intensiteitsverschillen aan beide ooren tengevolge van de buiging zijn niet zoo eenvoudig te berekenen. Zij zijn experimenteel bepaald door Sivian en White [4]); in *fig. 3* zijn hun resultaten

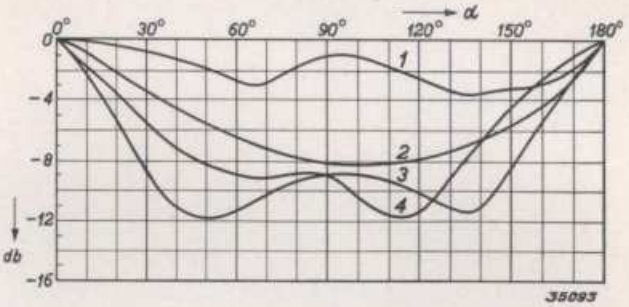


Fig. 3. Intensiteitsverschil (in db) tusschen het geluid aan rechter en linker oor als functie van de hoek α, volgens metingen van Sivian en White. Bij kromme *1*, *2*, *3*, *4* was het geluid een toon van resp. 300, 500, 1100, 2240 per/sec.

[2]) Zie hierover: G. v. Békésy, Akust. Z. **3**, 21, 1938.

[3]) Een aardig proefje voor het aantoonen van de gevoeligheid van ons gehoor voor tijdsverschillen is het volgende. De beide uiteinden van een rubberbuis (bijv. een gasslang) brengt men in de beide gehoorgangen, en tikt dan op een bepaalde plaats op de buis. Het resultaat is een duidelijke richtingsgewaarwording, afhankelijk van de plaats van het tikken. De plaats, waar men tikken moet om de gewaarwording „recht in het midden" te krijgen, blijkt op enkele mm nauwkeurig bepaald te kunnen worden. Zie J. L. v. Soest en P. D. Groot. Physica **9**, 111, 1929.

[4]) L. J. Sivian en S. D. White, J. Acoust. Soc. Amer. **4**, 288, 1933. De hier gebruikte krommen zijn ontleend aan J. C. Steinberg en W. B. Snow, Electr. Eng. **53**, 12, 1934.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

weergegeven voor enkele verschillende frequenties. Dat de intensiteitsverschillen nog van de frequentie van het geluid af moeten hangen, is direct in te zien: de geluidsgolven worden door een hindernis alleen beïnvloed, wanneer de afmetingen minstens van dezelfde orde van grootte zijn als de golflengte. Is de golflengte veel grooter dan de diameter van het hoofd, dan oefent dit geen schaduwwerking uit; bij tonen lager dan ongeveer 300 per/sec (golflengte 110 cm) is dus het intensiteitsverschil voor alle hoeken vrijwel nul. Is de golflengte veel kleiner dan het hoofd, dan ontstaat een volledige afscherming; bij tonen hooger dan ca. 10 000 per/sec (golflengte 3 cm) is derhalve het intensiteitsverschil reeds bij een zeer kleine hoek α maximaal en varieert verder niet met α. De beste richtingswaarneming door de intensiteitsverschillen vindt plaats bij tonen van ca. 1000 - 2000 per/sec, dus in hetzelfde frequentiegebied, waar ook de gehoordrempel het laagst ligt. In het kader van de hierboven gebruikte teleologische beschouwingswijze zou men dus kunnen zeggen, dat het gevoeligheidsmaximum van het oor aangepast is bij de grootte van het hoofd.

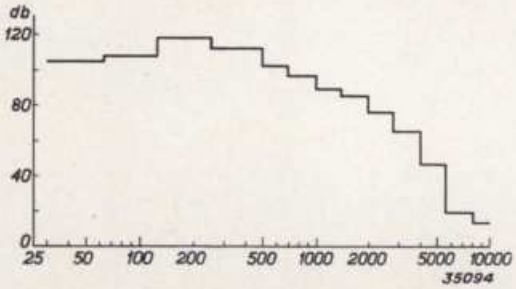


Fig. 4. Spectrum van de spraak. Uitgezet is de intensiteit (in db) per eenheid van frequentie-interval als functie van de frequentie in per/sec.

In het algemeen hebben we niet met zuivere tonen te maken, maar met geluiden van bepaalde spectrale samenstelling. Voor ons doel, de stereofonische weergave, is vooral de spraak van belang. De gemiddelde intensiteitsverdeeling van de spraak over het geheele frequentiespectrum is in *fig. 4* weergegeven. Met behulp hiervan en van de krommen fig. 3 kan het intensiteitsverschil berekend worden [4]), dat aan de beide ooren optreedt, wanneer een spraakbron in verschillende richtingen wordt waargenomen. In *fig. 5* is het resultaat weergegeven. Men ziet, dat voor hoeken tusschen 0 en 50° het intensiteitsverschil in db nagenoeg lineair met de hoek toeneemt; het maximale intensiteitsverschil bedraagt ca. 7 db. Bij de reeds genoemde hoek $\alpha = 3°$, die als drempelwaarde van de richtingsgevoeligheid te beschouwen is, bedraagt het intensiteitsverschil slechts ca. $^1/_2$ db.

De frequentie-afhankelijkheid van de buiging heeft ook een verandering van het timbre tengevolge. Zetten we voor een bepaalde richting van

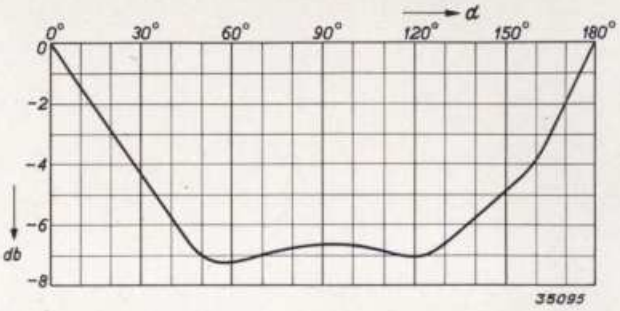


Fig. 5. Gemiddeld intensiteitsverschil (in db) aan rechter en linker oor als functie van de hoek α, bij het hooren van spraak.

de geluidsbron (hoek α) de relatieve verzwakking aan het eene oor uit als functie van de frequentie, dan krijgen we *fig. 6*. Men kan zeggen, dat het geluid bij de buiging om het hoofd als het ware een filter passeert met een frequentiekarakteristiek, die, zooals fig. 6 toont, voor verschillende hoeken α aanzienlijk kan uiteenloopen. Er ontstaan dus voor verschillende richtingen van de geluidsbron kwaliteitsverschillen van het geluid, die eveneens tot de richtingsgewaarwording kunnen bijdragen [5]).

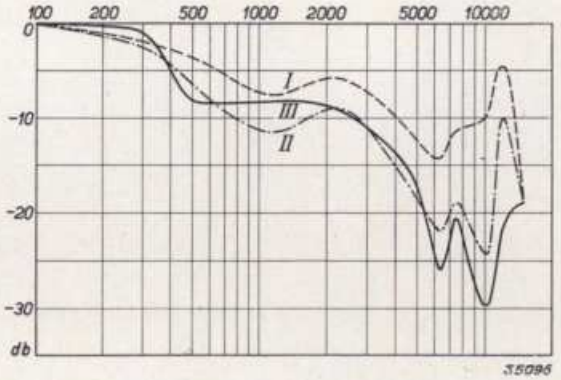


Fig. 6. Frequentiekarakteristiek van de buiging om het hoofd heen. De krommen *I*, *II*, *III* gelden voor een geluidsbron onder een hoek van resp. $\alpha = 30°, 60°, 90°$.

De stereofonische weergave

Teneinde bij de electrische overbrenging van geluid de richtingsgewaarwording te behouden, moet het geluid aan de beide ooren van de luisteraar met de juiste onderlinge tijds- en intensiteitsverschillen worden toegevoerd. Dit is op zichzelf betrekkelijk eenvoudig te verwezenlijken door in de opname-ruimte in de plaats van de niet-aanwezige luisteraar een „kunsthoofd" op te stellen, dat ter plaatse van de ooren twee microfoons draagt; elke

[5]) Met behulp van deze kwaliteitsverschillen is tot op zekere hoogte ook een beoordeeling van de richting mogelijk onder medewerking van slechts één oor.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

microfoon voedt via een eigen versterker en transmissielijn (kanaal) één van twee hoofdtelefoons op de ooren van de luisteraar. Een dergelijke oplossing van het probleem hebben we reeds in dit tijdschrift besproken bij de beschrijving van een installatie voor een slechthoorende [6]). We laten hier nog eens het kunsthoofd zien, dat daarbij werd gebruikt (*fig.* 7).

Fig. 7. Als „kunsthoofd" kan een bol worden gebruikt met een diameter van ongeveer 22 cm. De microfoons staan aan de uiteinden van een horizontale diameter.

Over het feit, dat men voor een dergelijke transmissie moet beschikken over twee kanalen, willen we op deze plaats niet uitweiden. Voor vele gevallen zal deze noodzaak geen overwegend bezwaar beteekenen. In de geluidsfilm bijv., waar de transmissielijn tusschen de plaatsen van opname en weergave vervangen wordt door een geluidspoor op de filmstrook, is het mogelijk om hierop, in plaats van één desnoods twee geluidsporen onder te brengen, die elk het geluid voor één oor dragen. Onaangenaam is echter de eisch, dat volgens het beschreven principe elke toeschouwer in de bioscoopzaal een hoofdtelefoon zou moeten opzetten. Men zou liever twee gemeenschappelijke „telefoons" voor het geheele auditorium willen toepassen, dwz. twee luidsprekers aan weerskanten opstellen. Dan ontstaat echter direct een afwijking van het vooropgestelde principe in zooverre, als nu elk oor geluid ontvangt van beide luidsprekers. Desniettegenstaande is het bij proefnemingen mogelijk gebleken, op deze wijze een behoorlijk stereofonisch effect te verkrijgen. De factoren, die hierbij een rol spelen, willen we nog iets nader beschouwen.

Intensiteits- en tijdsverschillen bij de weergave met twee luidsprekers

In *fig. 8a* is een opstelling geschetst, die practisch in een bioscoop kan worden toegepast. De twee luidsprekers zijn aan weerskanten van het doek opgesteld, hetgeen straks nog nader zal worden gemotiveerd. De toehoorder laten we voorloopig recht vóór het doek, in het symmetrievlak der opstelling, plaats nemen. Op overeenkomstige wijze zij ook het kunsthoofd bij de opname in de studio opgesteld, dus zoodanig, dat de resp. middenloodvlakken van kunsthoofd en camera samenvallen, zie fig. 8*b*. Bij een bepaalde stand van de spreker (hoek φ) verschillen de intensiteiten aan de beide „ooren" van het kunsthoofd een factor p, die uit fig. 5 kan worden afgeleid. Dezelfde verhouding p bestaat voor de geluidsintensiteiten, die de beide luidsprekers in fig. 8*a* ter plaatse van de toehoorder leveren. Stel, dat het linker oor van de toehoorder, die recht voor zich uit kijkt, van de linker luidspreker een intensiteit I ontvangt. Dan levert de rechter luidspreker aan het rechter oor slechts een intensiteit pI. Bovendien ontvangt het rechter oor echter nog van de linker luidspreker een intensiteit $q\,I$, waarbij q de verzwakkingsfactor is, die volgens fig. 5 bij de hoek α van de luidsprekerrichting behoort; en evenzoo ontvangt het linker oor een intensiteit $q \cdot pI$ van de rechter luidspreker. In totaal ontvangt dus het linker oor de intensiteit $I + pqI$, het rechter oor de intensiteit $p\,I + q\,I$. De werkelijke intensiteitsverhouding aan de ooren van de toehoorder is dus niet p, maar

$$P = \frac{p+q}{1+pq} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (1)$$

In deze vergelijking varieert p met de stand van de spreker in de opnamestudio, terwijl q een parameter is, die van de relatieve plaatsing van toehoorder en luidsprekers afhangt. Ware $q = 0$, dwz. zou elk oor van de toehoorder heelemaal geen geluid van de „verkeerde" luidspreker ontvangen, dan ware $P = p$; dit geval, waar dus de intensiteitsverhouding p geheel bewaard blijft, is met luid-

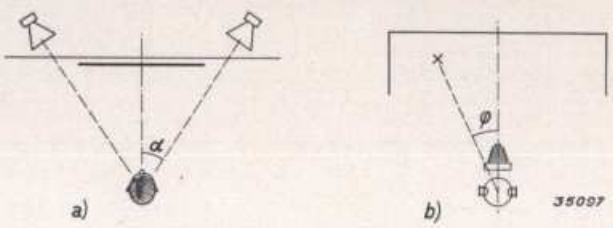


Fig. 8. *a*) Opstelling voor stereofonische weergave in een bioscoop. Twee luidsprekers staan aan weerskanten van het projectiescherm. Een toehoorder op een bepaalde afstand midden vóór het doek ziet de onderlinge afstand der luidsprekers onder een hoek 2α.
b) Opstelling van het kunsthoofd in de studio. De middenloodvlakken van camera en kunsthoofd vallen samen. De spreker staat bijv. in de richting φ.

[6]) Zie het in noot [1]) aangehaalde artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

sprekers niet te verwezenlijken, daar volgens fig. 5 q nooit kleiner gemaakt kan worden dan 0,2 (overeenkomende met een verzwakking van 7 db). In het andere extreme geval, wanneer $q = 1$, dwz. wanneer elke luidspreker even sterk op beide ooren inwerkt, wordt volgens verg. (1) $P = 1$, er treedt dus geen intensiteitsverschil aan de ooren van de toehoorder op. Voor alle tusschenwaarden van de parameter q is steeds $P > p$, zooals een blik op *fig. 9* leert; *het intensiteitsverschil aan de ooren van de luisteraar is dus steeds kleiner dan dat aan de „ooren" van het kunsthoofd.*

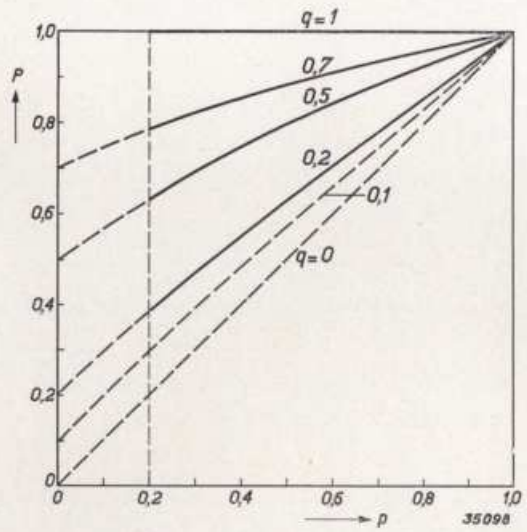


Fig. 9. De intensiteitsverhouding P aan rechter en linker oor van de toehoorder (fig. 8*a*) als functie van de verhouding p aan de microfoons van het kunsthoofd (fig. 8*b*). Als parameter treedt de intensiteitsverhouding q op van de geluidsbijdragen, die één luidspreker aan beide ooren levert; q hangt van a af, dus van de relatieve plaatsing van toehoorder en luidsprekers, kan echter volgens fig. 5 nooit kleiner dan ca. 0,2 worden. Men ziet, dat steeds $P > p$, dwz. het intensiteitsverschil voor de toehoorder is steeds kleiner dan dat voor het kunsthoofd.

Nu de tijdsverschillen. Bij de in fig. 8*b* onderstelde stand van de spreker in de studio ontvangt de linker microfoon van het kunsthoofd het geluid iets eerder dan de rechter; het tijdsverschil bedrage t sec [7]). Het linker oor van de toehoorder (fig. 8*a*) zal dan het geluid van de linker luidspreker eveneens t sec eerder ontvangen, dan het rechter oor het geluid van de rechter luidspreker ontvangt. Maar even later (T sec) krijgen beide ooren het (een factor q zwakkere) geluid van de „verkeerde" luidspreker, en hierbij komt nu het rechter oor t sec eerder aan de beurt. In *fig. 10* is dit schetsmatig voorgesteld. We zien, dat eerst de beide ooren een tijdsverschil van t sec tusschen de resp. geluidsbijdragen I en pI constateeren, en dat deze geheele indruk zich, met een factor q verzwakt en met omgekeerd

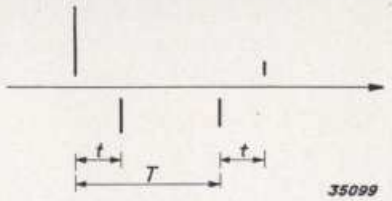


Fig. 10. Boven de tijdas zijn de aankomsttijden van de geluidsbijdragen aan het linker oor aangegeven, onder de tijdas overeenkomstig voor het rechter oor. Het tijdsverschil t behoort bij de hoek φ (fig. 8*b*), het verschil T bij de hoek a (fig. 8*a*). De lengte der strepen drukt ongeveer de intensiteiten uit, die de vier geluidsbijdragen kunnen hebben.

tijdsverschil, T sec later als een soort echo herhaalt. Deze echo brengt een geringe verdoezeling van het richtingseffect teweeg, kan echter, vooral wanneer $T > t$, hetgeen meestal het geval is, voor onze beschouwingen verwaarloosd worden.

Het resultaat is dus, dat de toehoorder een intensiteitsverschil P en een tijdsverschil t ontvangt, terwijl hij, op de plaats van het kunsthoofd staand, een (grooter) intensiteitsverschil p en een (gelijk) tijdsverschil t zou hebben ontvangen. Tot welke richtingsgewaarwording zal nu de toehoorder de verschillen P en t verwerken?

Op deze vraag is geen rechtstreeksch antwoord mogelijk, aangezien de combinatie P, t in ons „natuurlijk", door de ervaring geleerd, richtingshooren nooit voorkomt! Immers, bij een bepaalde richting ten opzichte van ons hoofd behoort zoowel een bepaald intensiteitsverschil alsook een bepaald, ondubbelzinnig hieraan toegevoegd, tijdsverschil. Het zou denkbaar zijn, dat ons oor aan deze ondubbelzinnige toevoeging dermate gewend is, dat hiervan afwijkende combinaties slechts een gevoel van verwarring zouden teweegbrengen. Gelukkig is dit, zooals uit het volgende zal blijken, niet het geval.

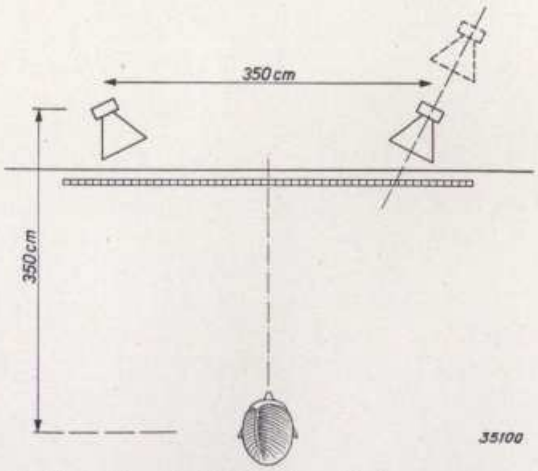


Fig. 11. Opstelling der luidsprekers bij de proeven omtrent het samenwerken van tijds- en intensiteitsverschillen.

[7]) Het is voor de volgende beschouwingen essentieel, dat steeds aan de weergave van spraak gedacht wordt. Doet men luisterproeven met zuivere tonen, of algemeen met geluiden van periodieke trillingsvorm, dan kan men niet meer ondubbelzinnig van een „aankomsttijd" spreken. Inderdaad lukt het in zulke gevallen ook, onze richtingsgewaarwording danig in de war te brengen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Het samenwerken van intensiteits- en tijdsverschillen

Om het samenwerken van intensiteits- en tijdsverschillen te begrijpen, zijn in dit laboratorium de volgende proeven gedaan. De beide luidsprekers werden volgens *fig. 11* achter een doek opgesteld, terwijl op een horizontaal opgestelde lat vóór het doek een schaalverdeeling was aangebracht. Nu werden in het geluid der twee luidsprekers

a) uitsluitend intensiteitsverschillen teweeggebracht. Hiertoe werd eenvoudig het volume van één luidspreker, terwijl beide eenzelfde gramofoonplaat weergaven, met een geijkte potentiometer geregeld. De toehoorder bleek dan een vrij scherpe richtingsgewaarwording te krijgen en kon de fictieve geluidsbron, het „geluidsbeeld", op de schaalverdeeling localiseeren, met een reproduceerbaarheid van eenige cm. In *fig. 12* is als functie van de intensiteitsverhouding (in db) de zoo verkregen hoekverdraaiïng van het „geluidsbeeld" uitgezet.

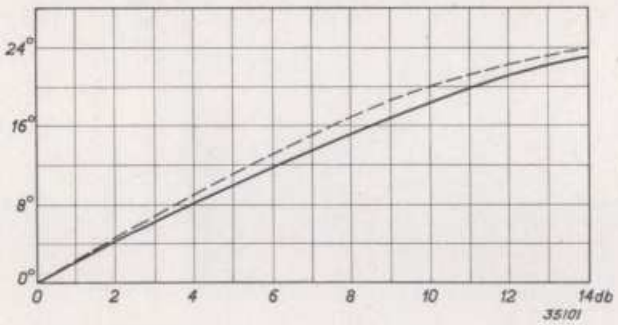


Fig. 12. Hoekverdraaiïng van het „geluidsbeeld" uit het midden, bij het aanbrengen van intensiteitsverschillen alléén. De gestippelde kromme geeft de hoeken bij het natuurlijke richtingshooren, waarbij het intensiteitsverschil steeds vergezeld is van het „toegevoegde" tijdsverschil.

Tevens is hierin (gestippelde kromme) aangegeven de hoek, welke volgens fig. 5 bij elk intensiteitsverschil zou moeten behooren. Men ziet, dat een intensiteitsverschil alléén steeds een ca. 10% kleinere hoekgewaarwording veroorzaakt dan wanneer het, zooals in het natuurlijke richtingshooren, tezamen met het „toegevoegde" tijdsverschil optreedt. Als volgende stap werd nu het effect van

b) uitsluitend tijdsverschillen onderzocht. Deze werden in het geluid der luidsprekers, die weer eenzelfde gramofoonplaat ten gehoore brachten, veroorzaakt door één der luidsprekers op de verbindingslijn luidspreker-toehoorder te verschuiven. Daarbij werd het geluidsvolume steeds zoodanig bijgeregeld, dat de intensiteiten van beide luidsprekers ter plaatse van de toehoorder gelijk bleven. Wederom bleek dan de toehoorder een bepaalde richtingsgewaarwording te hebben, die in *fig. 13* als functie van het tijdsverschil is uitgezet. De gestippelde kromme geeft aan, welke hoek volgens fig. 2 in het natuurlijke richtingshooren zou worden waargenomen (dus bij medewerking van het „toe-

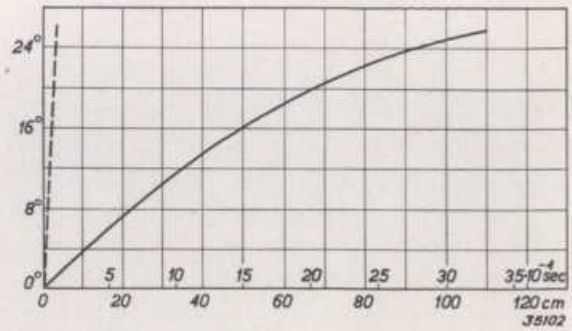


Fig. 13. Als fig. 12, echter met tijdsverschillen alléén. De gestippelde kromme slaat weer op het natuurlijke richtingshooren. Op de abscis zijn tevens de wegverschillen aangegeven. Merkwaardig is, dat nog een localisatie mogelijk blijkt bij wegverschillen, die veel grooter zijn dan de afstand der ooren.

gevoegde" intensiteitsverschil). Het is interessant, dat het gehoor nog tot een localisatie in staat is bij dusdanig groote tijdsverschillen, als bij het natuurlijke richtingshooren nooit voorkomen, die het oor dus feitelijk heelemaal niet „geleerd" kan hebben als richting te interpreteeren. Overigens toonen de krommen (althans voor het bij de proeven onderzochte gebied van hoeken) kwalitatief aan, dat het totstandkomen van een normale richtingsgewaarwording, zooals reeds in fig. 12 bleek, grootendeels voor rekening van de intensiteitsverschillen komt.

Tenslotte werden proeven gedaan, waarbij

c) intensiteits- en tijdsverschillen tegelijk optraden. De waargenomen hoek bleek hierbij steeds berekend te kunnen worden uit de gegevens van fig. 12 en 13, en wel op de volgende wijze. We zetten als functie van het tijdsverschil uit het intensiteitsverschil, dat dezelfde hoekverdraaiïng van het „geluidsbeeld" zou bewerkstelligen. We krijgen dan practisch een lineair verband, zie *fig. 14*. Met

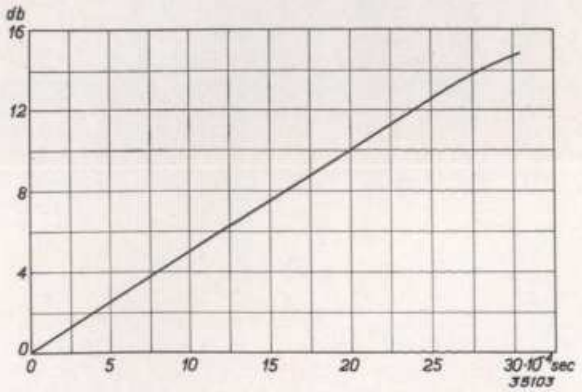


Fig. 14. Bij elk tijdsverschil is uitgezet het intensiteitsverschil, dat dezelfde hoekverdraaiïng van het „geluidsbeeld" veroorzaakt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

behulp hiervan kan elk tijdsverschil ondubbelzinnig uitgedrukt worden in een aequivalent intensiteitsverschil, en omgekeerd. Tellen we nu dit aequivalente intensiteitsverschil op bij het reeds aanwezige, en zoeken we in fig. 12 (getrokken kromme) de bij het totale intensiteitsverschil behoorende hoek, dan blijkt deze binnen de meetfouten overeen te stemmen met de experimenteel bepaalde hoekverdraaiïng van het „geluidsbeeld" [8]).

Deze additiviteit moet vanzelfsprekend ook voor het normale richtingshooren gelden, waarbij niet willekeurige intensiteits- en tijdsverschillen zijn gecombineerd, maar waarbij aan elk intensiteitsverschil een bepaald tijdsverschil is „toegevoegd". Rekenen we de toegevoegde tijdsverschillen volgens fig. 14 om in aequivalente intensiteitsverschillen en tellen deze op bij de werkelijke intensiteitsverschillen, dan levert het totaal volgens de getrokken kromme van fig. 12 inderdaad steeds binnen de meetfouten de werkelijk waargenomen hoek (gestippelde kromme van fig. 12). Dit is in *fig. 15* aangetoond.

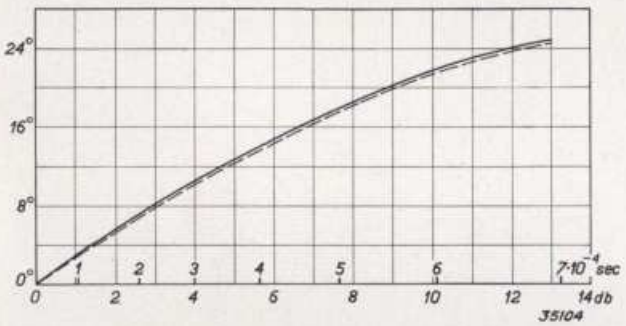


Fig. 15. Hoekgewaarwording bij het normale richtingshooren (getrokken kromme, identiek met de gestippelde kromme van fig. 12), waar bij elk intensiteitsverschil een toegevoegd tijdsverschil optreedt (op abscis aangegeven). Door omrekenen in een aequivalent totaal intensiteitsverschil met behulp van fig. 14 en aflezen van de bijbehoorende hoek in fig. 12 (getrokken kromme) wordt de gestippelde kromme verkregen, die goed met de getrokken kromme overeenstemt.

De plaats van het „geluidsbeeld"

Met de gegevens van fig. 12 en 14 is nu de hierboven gestelde vraag te beantwoorden, welke richtingsgewaarwording bij een willekeurige combinatie P, t van intensiteits- en tijdsverschillen zal optreden. Laten we de spreker in fig. 8*b* zich op een bepaald traject voor het kunsthoofd bewegen, dan kunnen we voor elke stand de verschillen P en t en daaruit de plaats berekenen, waar de toehoorder in fig. 8*a* het „geluidsbeeld" zal waarnemen. In *fig. 16* is het aldus verkregen verband tusschen oorspronkelijke en waargenomen hoek voor een bepaalde opstelling weergegeven. Zoolang de spreker binnen een hoek van ongeveer 60° rechts of links van het midden blijft, wordt op het doek een behoorlijk lineaire „afbeelding" van de beweging der geluidsbron verkregen [9]).

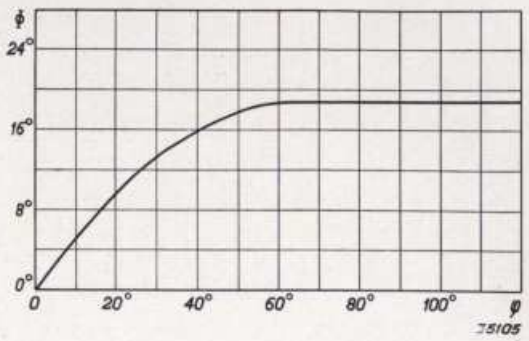


Fig. 16. Hoekverdraaiïng Φ van het „geluidsbeeld" als functie van de hoek φ van de spreker ten opzichte van het kunsthoofd (fig. 8*b*).

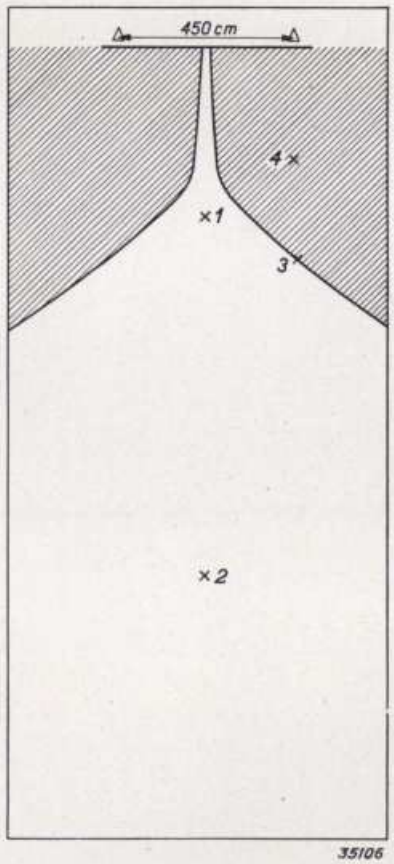


Fig. 17. Op de zitplaatsen in de gearceerde gebieden neemt de toehoorder een maximale verschuiving van het „geluidsbeeld" over hoogstens de halve breedte van het doek waar, zoodat hier het stereofonisch effect niet voldoende is.

[8]) Even goed kan men het intensiteitsverschil volgens fig. 14 omrekenen in een aequivalent tijdsverschil en de totale hoek dan uit fig. 13 aflezen.

[9]) In het bovenstaande werd steeds ondersteld, dat de toehoorder recht voor zich uit kijkt. Draait hij zijn hoofd, dan moet aan de eisch voldaan zijn, dat het „geluidsbeeld" op het doek standvastig blijft. Dit blijkt met voldoende benadering het geval te zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Den toehoorder hebben we tot nu toe steeds op een bepaalde plaats in het symmetrievlak der luidsprekers ondersteld. In werkelijkheid is in de bioscoop een groot oppervlak met toehoorders bezet. Het is duidelijk, dat voor verschillende plaatsen de richtingsgewaarwording bij de stereofonische weergave nogal uiteen zal loopen. Volgens de hierboven toegepaste methode zouden we voor elke zitplaats het stereofonisch effect kunnen berekenen. Om echter een overzicht te krijgen, hebben we een aantal luisterproeven gedaan, waarvan het resultaat in *fig. 17* en *fig. 18* is voorgesteld. Voor een drietal plaatsen *2*, *3*, *4*, die in fig. 17 zijn aangegeven, is in fig. 18 geteekend, hoe het „geluidsbeeld" zich verplaatst, wanneer het voor de toehoorder op plaats *1* over een bepaald stuk van het doek verschuift. Voor meer zijdelings gelegen plaatsen krimpt de „afbeelding" ineen, het „geluidsbeeld" verschuift in steeds mindere mate dan de spreker voor het kunsthoofd. In het gearceerde gebied van fig. 17 is de „afbeelding" zoo sterk ineengekrompen, dat de toehoorders hier practisch geen stereofonisch effect meer waarnemen. Door de opstelling van de luidsprekers aan weerskanten van het doek, op zoo groot mogelijke onderlinge afstand (om de factor q in verg. (1) klein te maken), wordt het te arceeren gebied van fig. 17 zooveel mogelijk beperkt.

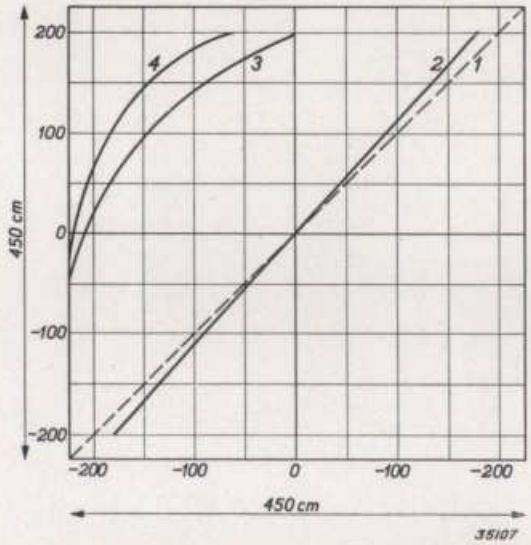


Fig. 18. Verschuift het „geluidsbeeld" voor de toehoorder op de plaats *1* (fig. 17) over de volle breedte van het doek (450 cm; op de abscis uitgezet), dan nemen toeschouwers op de plaatsen *2*, *3*, *4* van fig. 17 slechts de hier als ordinaat aangegeven verplaatsing van het „geluidsbeeld" waar.

Om de intensiteitsverschillen niet te vertroebelen is het gewenscht, dat de geluidsstraling der luidsprekers constant is binnen de hoek, waaronder de luidspreker het publiek ziet. Buiten deze hoek moeten de luidsprekers liefst zoo weinig mogelijk stralen, aangezien deze geluidsbijdragen de toehoorders na een of meer reflecties alsnog bereiken in de vorm van nagalm, waardoor de scherpte van het „geluidsbeeld" nadeelig wordt beïnvloed.

De beide versterkers en luidsprekers, die men bij de weergave gebruikt, mogen in de kwaliteit der weergave niet verschillen. Anders heeft de toehoorder de neiging de kwaliteitsverschillen mede tot een localisatie te verwerken (zie hierboven), dwz. het geluid bij voorkeur in de richting van de betere luidspreker te hooren.

Bij de geluidsweergave in bioscopen worden tegenwoordig veelal voor het hooge en het lage frequentiegebied (boven resp. beneden ongeveer 300 per/sec) gescheiden luidsprekers gebruikt. Nu hebben we reeds gezien, dat tonen met frequenties onder 300 per/sec practisch geen richtingsgewaarwording kunnen veroorzaken. Men behoeft dus voor een stereofonische weergave alleen twee luidsprekers voor hooge tonen aan weerskanten van het doek op te stellen, terwijl de lage tonen door een enkele luidspreker op een willekeurige plaats, bijv. midden achter het doek, kunnen worden weergegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

DE WEERGAVE VAN HOOGE EN LAGE TONEN BIJ RADIO-ONTVANGTOESTELLEN

door V. COHEN HENRIQUEZ.

621.396.667 : 621.396.645.37

In dit artikel wordt nagegaan, welke frequentiekarakteristiek van een ontvangtoestel als optimaal moet worden beschouwd, wanneer men rekening moet houden met zijbandstoringen, veroorzaakt door zenders met zeer nabij gelegen frequentie. Daar de sterkte van deze storingen zeer verschillend kan zijn, is het gewenscht, de karakteristiek regelbaar te te maken. Uitvoerig wordt beschreven, hoe het door toepassen van een variabele tegenkoppeling mogelijk is het gewenschte regelbare verloop van de frequentiekarakteristiek te verkrijgen.

Inleiding

Wanneer ter plaatse van de ontvangantenne slechts het electromagnetisch veld van een enkel zendstation aanwezig was, dan zou men spraak en muziek practisch onvervormd kunnen overbrengen. De werkelijke situatie is echter deze, dat in het algemeen een groot aantal zendstations tegelijkertijd werken, waarvan de golflengten zoodanig gekozen zijn, dat twee opeenvolgende draaggolven een verschilfrequentie van gemiddeld 9000 per/sec bezitten. Wordt de amplitude van de uitgezonden trilling in het rhythme van een geluidstrilling gemoduleerd, dan ontstaan behalve de draaggolf nog talrijke andere golven (de zg. zijbanden), wier frequenties een gebied beslaan, dat aan weerskanten van de draaggolffrequentie een breedte bezit, gelijk aan de maximale frequentie, die in het geluid voorkomt. Wanneer nu twee naburige zenders gemoduleerd zijn met geluidsfrequenties hooger dan 4500 per/sec, dan zullen de frequentiegebieden, die voor de twee uitzendingen worden gebruikt, gedeeltelijk over elkaar heen vallen (*fig. 1*), zoodat het onmogelijk is alle frequenties van de ééne uitzending te ontvangen zonder door de andere uitzending te worden gestoord. Wordt de storende zender bijv. met een frequentie van 6000 per/sec gemoduleerd, dan ontstaat o.a. een golf, waarvan de frequentie slechts 3000 per/sec verschilt van de gewenschte draaggolf en die dan ook als een toon van 3000 per/sec zal worden gehoord [1]). Algemeen kan men zeggen, dat een modulatie van de storende zender met een frequentie ν gehoord wordt als een toon met frequentie 9000—ν, waardoor het bekende snaterende stoorgeluid (zijbandstoring, side-band-splash) ontstaat, gewoonlijk begeleid door een continue fluittoon van 9000 per/sec, die afkomstig is van de storende draaggolf zelf.

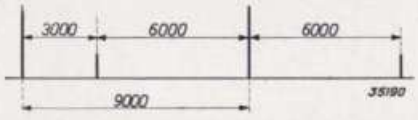


Fig. 1. De draaggolven van twee naburige zenders hebben een verschil in frequentie van 9000 per/sec. Wordt de draaggolf van de storende zender gemoduleerd met een signaal van 6000 per/sec, dan ontstaat een verschilfrequentie van 3000 per/sec tusschen een van de storende zijbanden en de draaggolf, waarop het toestel is afgestemd.

De zijbandstoring en de fluittoon kunnen practisch opgeheven worden door de weergave-karakteristiek van het toestel op de een of andere wijze zoodanig te beïnvloeden, dat de ontvangst van hooge tonen en speciaal van de toon van 9000 per/sec voldoende wordt verzwakt. Weliswaar gaat hierbij ook de kwaliteit der weergave van de uitzending zelf achteruit; maar toch blijkt, dat men door een doelmatige verzwakking van de weergave van de hooge tonen een resultaat kan verkrijgen, dat bij aanwezigheid van een storende zender beter wordt gevonden dan een volkomen getrouwe weergave.

De weergave van lage frequenties is eveneens aan beperkingen onderhevig, welke opgelegd zijn door eischen van aesthetische aard; de luidspreker moet nl. ondergebracht worden in een ontvangtoestel, waarvan men de afmetingen niet al te groot wil maken. Voert men aan de luidspreker een stroom toe van constante effectieve waarde en steeds afnemende frequentie, dan zal de in de kamer opgewekte geluidsdruk sterk afvallen, zoodra de frequentie beneden de resonantie-frequentie van de kast komt. Deze ligt des te hooger, naarmate de kast kleiner wordt gemaakt en bedraagt bij een kast van reeds behoorlijke afmetingen ongeveer 200 per/sec. Bij de resonantiefrequentie zelf treedt een piek van de geluidsdruk op. Het onregelmatige

[1]) De laagfrequente trillingen, die bij het detecteeren van het hoogfrequente signaal ontstaan, hebben frequenties, gelijk aan de verschilfrequenties tusschen alle in het hoogfrequente signaal aanwezige trillingen. Is het signaal van één frequentie (de draaggolf) belangrijk sterker dan alle andere, dan treden practisch alleen de verschilfrequenties tusschen de draaggolf en de overige signalen (zijbanden) op. Deze geven aanleiding tot het gewenschte laagfrequente signaal en eventueel tot zijbandstoring. Deze moet niet verwisseld worden met het doorklinken van de naburige zender, dat optreedt, wanneer van de naburige zender niet alleen een zijband, maar ook de draaggolf met een aanmerkelijke sterkte op de detector komt te staan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

verloop van de luidsprekerkarakteristiek kan binnen zekere grenzen in het electrische gedeelte van het apparaat gecompenseerd worden; echter is het niet mogelijk en ook niet noodig om de weergegeven frequentieband lager uit te strekken dan tot ongeveer 50 per/sec.

In dit artikel zal worden nagegaan, welke weergavekarakteristiek het gunstigste compromis vormt en hoe men deze karakteristiek in moderne radio-ontvangtoestellen heeft getracht te realiseeren.

Keuze van de weergavekarakteristiek

Het gunstigste verloop van de frequentiekarakteristiek kan geheel verschillend zijn, naar gelang de aard der uitzending en de relatieve sterkte der storende zenders. In sommige gevallen zijn bijv. frequenties boven 4000 per/sec slechts weinig aanwezig, zoodat men de frequentiekarakteristiek boven 4000 per/sec tot nul zou kunnen laten afvallen, zonder de kwaliteit van de weergave al te nadeelig te beïnvloeden. Van de storende zender zouden dan alleen modulatie-frequenties boven 9000 — 4000 = = 5000 per/sec aanleiding geven tot zijbandstoring, en deze begrenzing kan bij een zwakke storende zender voldoende zijn om de zijbandstoring op te heffen.

Bij een sterke storende zender kunnen echter ook frequenties boven 5000 per/sec in storende mate vertegenwoordigd zijn, zoodat men ter bestrijding van de storingen frequenties lager dan 4000 per/sec zou moeten onderdrukken. Een algeheele onderdrukking van deze frequenties is zeker ongewenscht. Men moet dus met het verzwakken van de weergave van bepaalde frequenties niet verder gaan, dan voor het onderdrukken van de storingen bij die frequenties strikt noodzakelijk is. Nu wordt zoowel bij spraak als bij muziek het grootste gedeelte van de intensiteit bij frequenties van 200 tot 1000 per/sec uitgestraald; daarboven neemt de intensiteit per eenheid van frequentie-interval sterk af. Van de zijbandstoring, waarin de intensiteitsverdeeling van de storende uitzending met tegengestelde frequentieschaal (9000—ν) wordt afgebeeld, zal dus de intensiteit met toenemende frequentie toenemen, zoodat men de weergave met toenemende frequentie steeds sterker moet verzwakken om vrij van storingen te blijven.

In een bepaald geval vindt men bijv., dat de meest wenschelijke frequentiekarakteristiek door kromme *a* van *fig. 2* wordt verwezenlijkt: de zijbandstoring is bij deze weergavekarakteristiek voor alle hooge frequenties, welke gedeeltelijk verzwakt worden weergegeven, even sterk en wel juist onder de drempelwaarde van het gehoor. Zooals men ziet, zijn de lage frequenties eveneens verzwakt. Dit blijkt wenschelijk te zijn om de balans tusschen hooge en lage tonen door het verzwakken van de hooge tonen niet te verstoren.

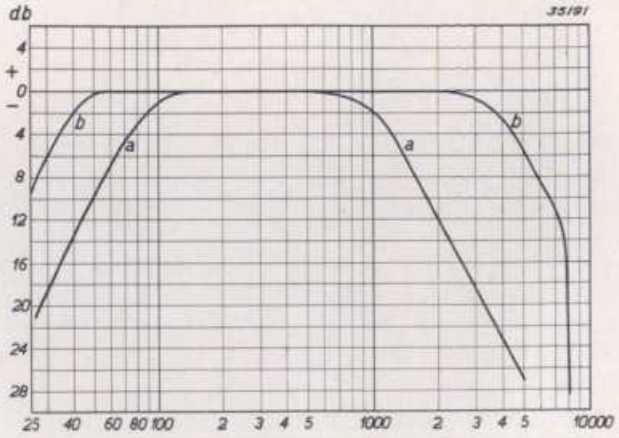


Fig. 2. Gunstigste weergavekarakteristiek bij aanwezigheid van zijbandstoringen. Naar hooge frequenties toe valt de versterking zoodanig af, dat de overblijvende zijbandstoringen in elk frequentie-interval juist onder de drempelwaarde liggen. Naar lage frequenties toe laat men de karakteristiek eveneens afvallen om de verlaging van het timbre, die door het afsnijden van de hooge frequenties optreedt, eenigszins te compenseeren. a) Empirisch gevonden gunstigste verloop bij aanwezigheid van sterke zijbandstoringen. b) Verloop, dat hieruit kan worden afgeleid, wanneer de storende zender 50maal zwakker zou zijn. De steile afname van de karakteristiek vanaf 8000 per/sec dient om de fluittoon bij 9000 per/sec te onderdrukken. Om practische redenen zal men de kromme iets minder steil laten verloopen, zooals ook verderop (bijv. gestippelde lijnen van fig. 3*a*) is ondersteld.

Wordt de sterkte van de storende zender vijftigmaal kleiner, dan kan de versterking over een grooter gebied constant worden gehouden. Alleen die frequenties, welke aanvankelijk meer dan vijftigmaal verzwakt moesten worden om de daarbij behoorende storingen onder de drempelwaarde te houden, zullen ook nu nog verzwakt moeten worden. Doordat de hooge tonen minder verzwakt worden, kunnen nu ook de lage tonen beter worden weergegeven, zonder dat het timbre te laag wordt, zoodat wij nu kromme *b* kunnen krijgen, die een belangrijk betere weergave geeft dan kromme *a*.

Proefondervindelijk is gebleken, dat de helling, die de in fig. 2 weergegeven krommen bij hooge frequenties moeten vertoonen om de zijbandstoringen in alle frequentiegebieden juist onder de drempelwaarde te houden, gemiddeld —3 moet bedragen. Dit beteekent, dat de versterking voor hooge frequenties omgekeerd evenredig moet zijn met de derde macht van de frequentie.

De gewenschte frequentiekarakteristiek verloopt dus in een bepaald frequentiegebied horizontaal en valt daarboven af met de derde macht van de frequentie [2]). Om de continue fluittoon van

[2]) Het blijkt overigens, dat de overgang van het vlakke deel naar het hellende deel van de karakteristiek niet te abrupt mag geschieden (zie fig. 2), omdat anders de weergave eenigszins rauw wordt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

9000 per/sec, veroorzaakt door de draaggolf van de storende zender, tegelijkertijd met de zijband storingen te elimineeren, is het verder noodzakelijk om bij deze frequenties nog minstens 30 db meer te verzwakken dan voor het onderdrukken van de zijbandstoringen noodig is.

Consequenties voor de frequentiekarakteristiek der verschillende deelen van de ontvanger

Onder de totale frequentiekarakteristiek van een ontvanger willen wij verstaan de verhouding tusschen de effectieve geluidsdruk en de effectieve ingangsspanning voor de beide bijbehoorende zijbanden, voorgesteld als functie van de frequentie. Deze frequentiekarakteristiek is bij een superheterodyne ontvanger het product van de hoogfrequente karakteristiek, de middenfrequente karakteristiek, de laagfrequente karakteristiek en de weergavekarakteristiek van de luidspreker. Elk van deze vier factoren is afhankelijk van de frequentie en het is in principe betrekkelijk onverschillig, bij welke factor men speciale maatregelen neemt om de gewenschte totale karakteristiek te verkrijgen [3]). Gewoonlijk beïnvloedt men de weergavekarakteristiek zoowel in het hoogfrequente als in het middenfrequente gedeelte door filters, waarvan het laatste een regelbare bandbreedte heeft, en brengt bovendien in het laagfrequente gedeelte een zg. „toonregelaar" aan om de weergave van de hooge tonen instelbaar te maken.

In *fig. 3a* geven de getrokken lijnen de weergavekarakteristiek van het hoog- en middenfrequente gedeelte weer voor een superheterodyne-ontvanger van gebruikelijke uitvoering. De twee krommen hebben betrekking op de twee uiterste instellingen van de bandbreedte. Men ziet, dat de krommen bij hooge frequenties eenige gelijkenis vertoonen met de verlangde karakteristieken volgens fig. 2 (gestippelde krommen), alleen zijn de overgangsbochten tusschen het constante gedeelte en het afvallende gedeelte, vooral bij kleine bandbreedte, grooter dan noodig en wenschelijk is.

Om hierin verbetering te brengen, kan men trachten het verschil tusschen de verkregen karakteristiek en de gewenschte karakteristiek in het laagfrequente gedeelte van het toestel te compenseeren. Hierbij verdient het aanbeveling om het bandfilter op de grootste bandbreedte te laten

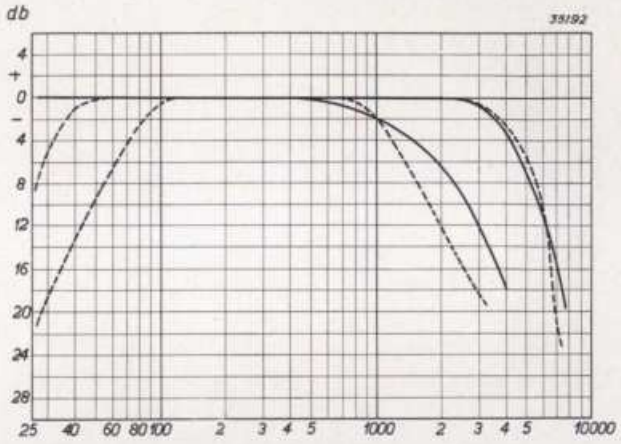
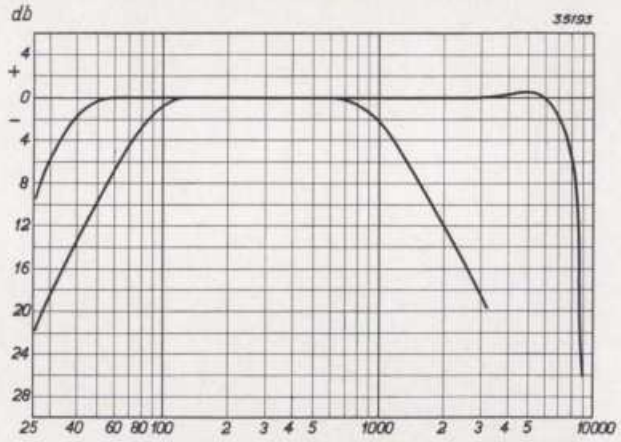


Fig. 3. a) Getrokken lijnen: weergavekarakteristiek van het hoog- en middenfrequente gedeelte van een ontvanger bij breedste en smalste stand van het instelbare bandfilter. Gestippelde lijnen: gewenschte weergavekarakteristieken (fig. 2*a* en *b*).



b) Weergavekarakteristieken, die het laagfrequente gedeelte van het toestel samen met de luidspreker zou moeten hebben om bij de breedste stand van het bandfilter voor het totale apparaat de gewenschte karakteristieken te verkrijgen.

staan en de laagfrequente weergavekarakteristiek regelbaar te maken [4]). *Fig. 3b* geeft het in dat geval gewenschte verloop van de weergavekarakteristiek voor de laagfrequentieversterker en luidspreker samen.

De weergave-karakteristiek van een luidspreker van goede kwaliteit verandert in het gebied van de hooge frequenties slechts zeer geleidelijk, zoodat men met dit verloop geen rekening behoeft te houden bij een kwalitatieve discussie van de totale weergavekarakterisitek. Bij lage frequenties treden echter, zooals boven reeds vermeld werd, grootere

[3]) Geheel onverschillig is dit niet, omdat in geen geval twee draaggolven met aanmerkelijke intensiteit op de detector mogen komen te staan (zie noot 1). Bovendien treden, tengevolge van de kromming van de buiskarakteristieken, ongewenschte effecten op, wanneer twee zenders tegelijkertijd met aanmerkelijke intensiteit aanwezig zijn. Bijv. kan de draaggolf van de zender, waarop het toestel is afgestemd, een modulatie ondergaan in het rhythme van de modulatie van een storende zender (kruismodulatie). In dat geval kan de storende zender niet meer onhoorbaar worden gemaakt, ook al zouden draaggolf en zijbanden van deze storende zender verderop in het apparaat geheel geëlimineerd worden.

[4]) In het geval van buitengewoon sterke storingen kan dan nog steeds de bandbreedte kleiner worden gemaakt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

onregelmatigheden op, die te wijten zijn aan een resonantie van de lucht in de luidsprekerkast.

In *fig. 4* is een voorbeeld van een luidsprekerkarakteristiek weergegeven. De gevoeligheid van de luidspreker, dwz. de verhouding tusschen de verkregen geluidsdruk en de stroom door het spoeltje, is voor frequenties boven 400 per/sec ongeveer constant. Tusschen 400 en 200 per/sec loopt zij op en bereikt bij 200 per/sec een maximum tengevolge van de resonantie van het luchtvolume in de kast. Beneden 200 per/sec zien wij de gevoeligheid sterk dalen. Bij 60 per/sec treedt een tweede maximum op tengevolge van de eigenresonantie van het trillend luidsprekerspoeltje. Het verloop van de karakteristiek voor nog lagere frequenties is van weinig belang voor de kwaliteit van de weergave.

Fig. 4. Weergavekarakteristiek van een luidspreker (geluidsdruk als functie van de frequentie bij constante stroomsterkte). Het eerste maximum is afkomstig van de resonantie van het luidsprekerspoeltje, het tweede, zwakke maximum is afkomstig van de resonantie van het luchtvolume in de kast.

Teneinde de onregelmatigheden van het verloop in de lage frequenties te compenseeren en over het geheele frequentiegebied de in fig. 2*a* en 2*b* geteekende frequentiekarakteristieken te verkrijgen, moet de laagfrequente karakteristiek een verloop hebben, zooals in *fig. 5* is weergegeven. Daar de weergavekarakteristiek van de luidspreker beneden 200 per/sec met afnemende frequentie sterker afneemt dan voor de totale frequentiekarakteristiek gewenscht is, moet de gevoeligheid van de versterker in dat gebied met afnemende frequentie oploopen. Dit verloop wordt onderbroken door een minimum van 60 per/sec, overeenkomende met de bovengenoemde resonantie van de luidspreker. De sterkte van het oploopen moet veranderen met de sterkte, waarmee de lage tonen moeten worden weergegeven; deze verloopt, zooals reeds werd besproken, parallel met de sterkte van de weergave der hooge tonen. De twee krommen beantwoorden, evenals in fig. 2, aan het door ons gekozen compromis voor het geval van een zeer zwakke resp. zeer sterke storing door een zender in de aangrenzende frequentieband.

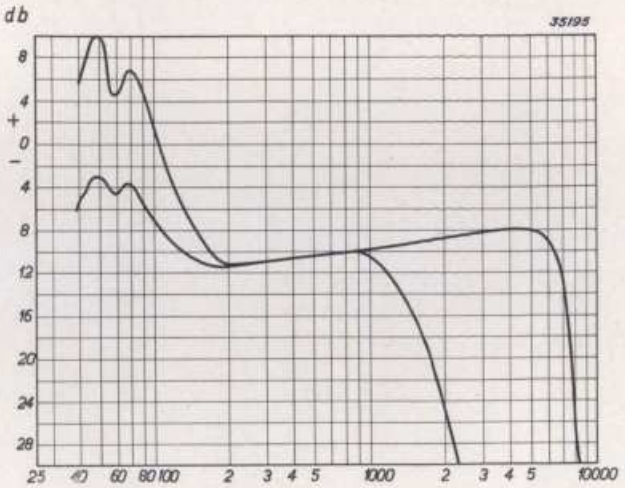


Fig. 5. Frequentiekarakteristiek (verhouding tusschen uitgangsstroom en ingangsspanning), die het laagfrequente gedeelte van het toestel moet hebben om samen met de luidspreker de in fig. 3*b* aangegeven karakteristiek te leveren. De bovenste resp. onderste kromme van de figuur beantwoordt aan de bovenste resp. onderste kromme van fig. 3*b*.

Practische verwezenlijking van de gewenschte frequentiekarakteristiek

Een veel gebruikte methode om in het laagfrequente gedeelte van een ontvanger een variabele verzwakking van de hooge tonen te bewerkstelligen, bestaat in het overbruggen van de primaire klemmen van de luidsprekertransformator door een condensator met een variabele weerstand in serie. Deze methode is echter voor ons doel weinig geschikt. Wanneer men nl. niet de sterkste verzwakking der hooge tonen toepast en dus de variabele weerstand niet gelijk nul maakt, gaat de impedantie van de

Fig. 6. Frequentiekarakteristiek van een laagfrequentieversterker, indien over de ingangsklemmen van de luidsprekertransformator als „toonregelaar" een R-C-keten is geschakeld, voor $R = 0$ resp voor de maximale waarde van R. De krommen vertoonen weinig gelijkenis met de gewenschte krommen volgens fig. 5.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

R-C-keten met toenemende frequenties niet naar nul, maar behoudt een eindige grenswaarde. Dit beteekent, dat de op deze wijze verkregen verzwakking met toenemende frequentie niet onbeperkt toeneemt, maar eveneens een grenswaarde bereikt. In *fig. 6* zijn de frequentiekarakteristieken weergegeven, die bij verschillende waarden van de serieweerstand bereikt kunnen worden, en men ziet, dat ze in het geheel niet overeenkomen met de door ons gestelde eischen (fig. 5). Wanneer men in plaats van de weerstand de capaciteit variabel zou maken, dan zou men minder ongunstige frequentiekarakteristieken kunnen verkrijgen. Wij willen hierop niet nader ingaan, daar een practisch eenvoudiger oplossing kan worden gevonden in het toepassen van een variabele tegenkoppeling.

Variabele tegenkoppeling

Reeds vroeger werd in dit tijdschrift aangetoond [5]), dat door toepassen van tegenkoppeling vele eigenschappen van een ontvangtoestel binnen ruime grenzen kunnen worden gevarieerd. In het bijzonder biedt de tegenkoppeling een mogelijkheid om aan de frequentiekarakteristiek van een versterker een vrij willekeurig verloop te geven, door de sterkte van de koppeling als functie van de frequentie op een geschikte wijze te doen verloopen.

De versterking μ van een tegengekoppelde versterker werd reeds herhaaldelijk in dit tijdschrift aangegeven [6]). Deze bedraagt:

$$\mu = \frac{a}{1 + a\beta},$$

waarbij a de versterking zonder tegenkoppeling is en β het deel van de uitgangsspanning, dat naar de ingangszijde wordt teruggevoerd. Indien men nu de tegenkoppeling zoodanig inricht, dat β sterk en op regelbare wijze toeneemt met toenemende frequentie, kan men het gewenschte verloop van de frequentiekarakteristiek verkrijgen. Als voorbeeld geeft *fig. 7* het verloop weer van de versterking voor een tegenkoppelingsfactor:

$$\beta = a\,\omega^3.$$

De frequentiekarakteristiek is dan gegeven door:

$$\mu = \frac{a}{1 + a\,a\,\omega^3};$$

deze is in fig. 7 uitgezet voor twee waarden van a en heeft ongeveer het gewenschte karakter, hoewel de fijnere details van fig. 5 in dit beeld nog niet aanwezig zijn.

[5]) Tegenkoppeling, Philips techn. T. **2**, 289, 1937.
[6]) Philips techn. T. **1**, 264, 1936, of noot [5]).

Een mogelijkheid om het gewenschte regelbare oploopen van de tegenkoppelingsfactor als functie van de frequentie te verkrijgen, geeft het in *fig. 8* voorgestelde vereenvoudigde schema van een laag-

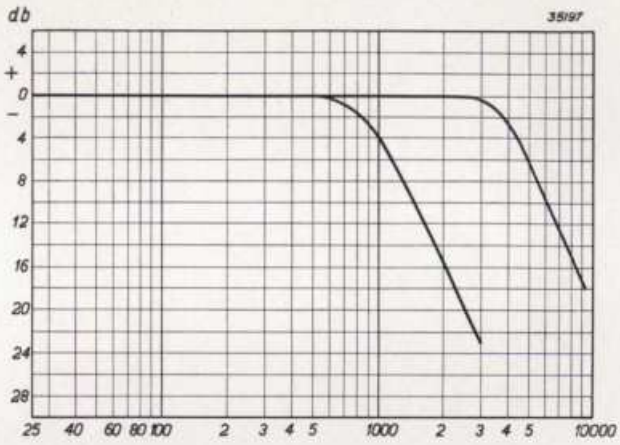


Fig. 7. Frequentiekarakteristiek van een tegengekoppelde versterker met een tegenkoppelingsfactor $\beta = a\,\omega^3$ voor twee waarden van a. De krommen vertoonen voor frequenties boven 200 per/sec eenige gelijkenis met die van fig. 5.

frequentie-versterker. Wij zien hierin, dat via twee wegen de spanning van de uitgangszijde naar de kathodeleiding van de eerste versterkerbuis gevoerd wordt en wel van de secundaire zijde van de luidsprekertransformator met behulp van de impedanties Z_1 en Z_2, en van de primaire zijde van de luidsprekertransformator met behulp van de impedanties C, R, L, Z_2.

Hoewel de spanning aan de primaire zijde veel grooter is, is bij lage frequenties alleen de tegenkoppeling van de secundaire zijde effectief, omdat de condensator C practisch geen stroom doorlaat. De tegengekoppelde spanning van de secundaire wikkeling wordt verdeeld over de impedanties Z_1 en Z_2, die zoodanig zijn gekozen, dat de sterkte van de tegenkoppeling met toenemende frequentie geleidelijk afneemt. De tegenkoppeling van de primaire zijde wordt daarentegen met toenemende

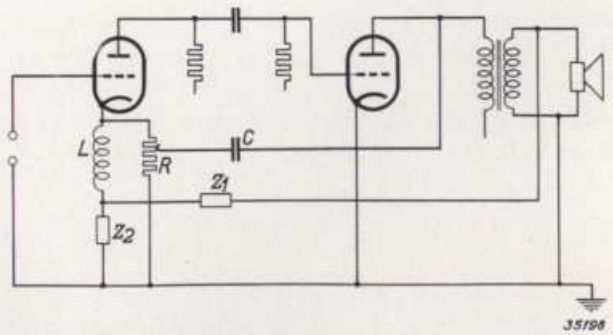


Fig. 8. Vereenvoudigde schakeling van een laagfrequentieversterker van twee trappen met variabele tegenkoppeling, waarvan de sterkte ongeveer op de gewenschte wijze toeneemt met toenemende frequentie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

frequentie steeds effectiever, en wel om twee redenen: ten eerste loopt bij constante amplitude van de ingangsspanning de spanning aan de primaire zijde van de transformator met toenemende frequentie op tengevolge van zijn spreidingszelfinductie en de toenemende impedantie van de luidspreker; ten tweede komt van de teruggevoerde spanning een steeds grooter gedeelte op L te staan, daar de impedantie van C afneemt en die van L toeneemt. Het resultaat van het beschreven verloop van de tegenkoppeling langs de twee takken is, dat met toenemende frequentie een zwakke toename van de versterking verkregen wordt, die gevolgd wordt door een sterke daling. Dit komt overeen met de volgens fig. 5 gewenschte karakteristiek.

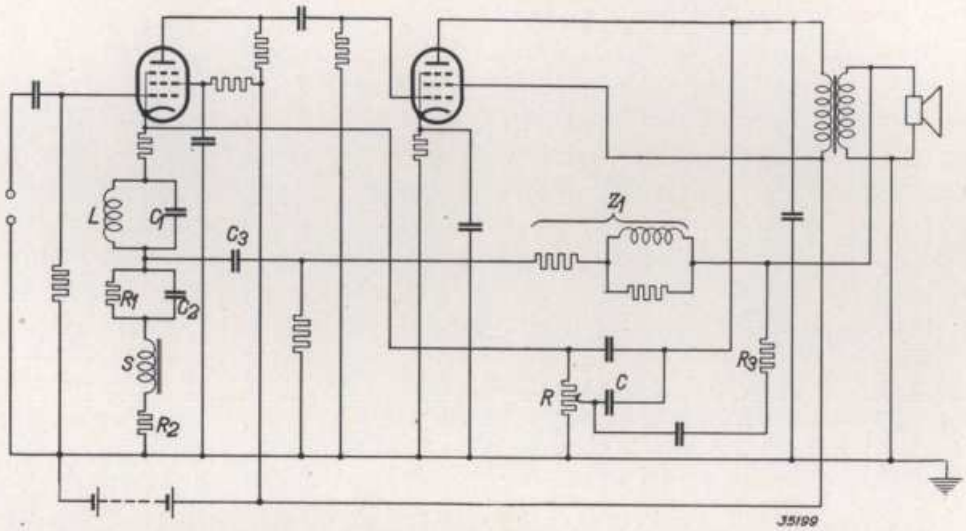


Fig. 9. Volledige schakeling van de variabele tegenkoppeling. In tegenstelling tot de vereenvoudigde schakeling volgens fig. 8 geeft deze schakeling ook bij lage frequenties het gewenschte verloop van de frequentiekarakteristiek (fig. 5) en zorgt bovendien, dat bij 9000 per/sec de ontvangst zeer sterk wordt onderdrukt.

Teneinde het verloop bij hooge frequenties regelbaar te maken, is de weerstand R voorzien van een loopcontact. Staat dit contact geheel beneden, dan loopt de via C teruggevoerde stroom direct naar aarde, zoodat geen tegenkoppeling optreedt. Wordt het contact geheel omhoog geschoven, dan is de tegenkoppeling maximaal; de stroom loopt practisch geheel via L en Z_2, daar de impedantie van deze verbinding naar aarde klein is ten opzichte van R. Door verschuiven van het loopcontact kan men dus de sterkte van de tegenkoppeling continu regelen.

In *fig. 9* ziet men de volledige schakeling van de laagfrequentieversterker, waarvan het principe in fig. 8 werd geschetst. De schakeling bevat een aantal tot nu toe niet vermelde elementen, welke dienen om aan de weergavekarakteristiek ook in fijnere trekken het gewenschte verloop te geven. De zelfinductie L is vervangen door een sperkring LC_1, die afgestemd is op een frequentie van 9000 per/sec. Bij deze frequentie wordt dus de tegenkoppeling zeer sterk, zoodat de versterking van deze frequentie de gewenschte extra verzwakking ondergaat.

De capaciteit C_2 zorgt, samen met de capaciteit C_3 en de smoorspoel S, voor het gewenschte verloop van de weergavekarakteristiek bij zeer lage frequenties [7]). C_2 is zoodanig gekozen, dat bij 50 per/sec een serieresonantie optreedt van C_2 en S. Bij deze

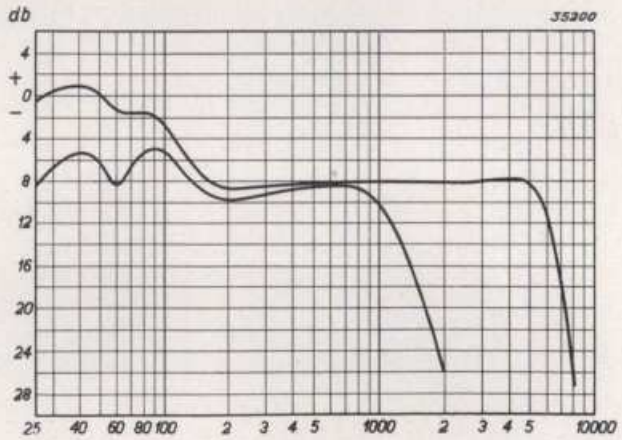


Fig. 10. Frequentiekarakteristiek van een versterker, die volgens fig. 9 is geschakeld, voor de uiterste standen van de variabele tegenkoppeling. Het gewenschte verloop volgens fig. 5 is vrij goed benaderd.

[7]) De weerstand R_1 dient om op de gebruikelijke wijze de kathode een positieve gelijkspanning ten opzichte van aarde te geven, zoodat het stuurrooster een negatieve voorspanning ten opzichte van de kathode verkrijgt. Voor onze beschouwingen speelt de weerstand geen rol, daar zijn waarde groot is ten opzichte van de impedantie van C_2.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

frequentie blijft dus in de kathodeleiding slechts de impedantie R_2 over, welke betrekkelijk klein is, zoodat slechts weinig tegenkoppeling optreedt en de versterking een maximum heeft.

Voor frequenties boven 50 per/sec heeft de serieschakeling van S en C_2 een impedantie van inductief karakter. Bij een bepaalde frequentie, die juist boven de resonantie van de kast is gelegd, treedt serieresonantie op tusschen deze inductieve impedantie en de capaciteit van C_3. De teruggevoerde spanning wordt dan zeer groot en de versterking verkrijgt dus een minimum, dat het door de resonantie van de kast veroorzaakte maximum compenseert. De weerstand R_2 dient om de resonantie te dempen en daardoor aan te passen bij het verloop van de vrij sterk gedempte resonantie van de kast. Tenslotte is door middel van de weerstand R_3 gezorgd, dat het regelbare gedeelte van de tegenkoppeling ook bij lage frequenties werkzaam is. Hierdoor is bereikt, dat met toenemende verzwakking van de hooge tonen ook de lage tonen in toenemende mate worden verzwakt, hetgeen, zooals we gezien hebben, wenschelijk is.

In *fig. 10* is de verkregen frequentiekarakteristiek weergegeven voor de uiterste standen van de toonregelaar. Een vergelijking met de in fig. 5 geteekende krommen laat zien, met hoe groote benadering het gestelde doel werd bereikt.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

1456: J. H. de Boer and H. Bruining: Secondary electron emission VI. The influence of externally adsorbed ions and atoms on the secondary electron emission of metals (Physica **6**, 941-950, Oct. 1939).

Wordt een metaaloppervlak in verschillende mate bedekt met electropositieve atomen (bijv. barium op molybdenium), dan blijken secundaire en foto-electrische emissie beiden bij éénzelfde bedekkingsgraad een maximum te bereiken. De toename der secundaire emissie wordt derhalve veroorzaakt door een dalen van de uittree-arbeid. De secundaire emissie verändert bij kleine bedekkingsgraad evenredig met deze, terwijl de foto-electrische emissie er op exponentieele wijze van blijkt af te hangen. Dit verschil is een gevolg van het feit, dat de uitgezonden secundaire electronen een veel grootere energie bezitten dan de foto-electronen. Met langzame primaire electronen blijkt men een selectieve secundaire emissie uit de geadsorbeerde atomen te kunnen waarnemen.

1457: M. J. O. Strutt und A. van der Ziel: Über die Elektronenraumladung zwischen ebenen Elektroden, unter Berücksichtigung der Anfangsgeschwindigkeit und Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen (Physica **6**, 977-996, Oct. 1939).

Bij deze theoretische beschouwingen over de ruimtelading tusschen evenwijdige vlakke platen (bijv. schermrooster en anode eener radiobuis) is van de volgende onderstellingen uitgegaan. Er is geen secundaire emissie. Er keeren geen electronen terug naar de ruimte tusschen schermrooster en anode, als zij deze eenmaal verlaten hebben. De toestand is stationnair, terwijl anode en schermrooster positieve spanningen bezitten. De snelheidsverdeeling der electronen, die door het schermrooster in de beschouwde ruimte binnenkomen, heeft een gegeven eenvoudig verloop. — Daar er geen exacte oplossing der differentiaalvergelijkingen gevonden kon worden, zijn deze numeriek opgelost. Het belangrijkste verschil dezer oplossingen ten opzichte van vroegere uitkomsten, waarbij geen rekening was gehouden met de snelheidsverdeeling der binnentredende electronen, bestaat in het feit, dat de dubbelwaardige gebieden in de karakteristieken kleiner blijken te worden met toenemende spreiding in de electronensnelheden. Voor het eenvoudige geval van de diode blijkt men in eerste benadering de bekende formule van Langmuir te krijgen.

1458: K. F. Niessen: Curiekonstante und Curietemperatur von Nickellegierungen (Physica **6**, 1011-1033, Oct. 1939).

Voor nikkellegeeringen worden Curietemperatuur en Curieconstante volgens een theorie van Slater beschouwd in afhankelijkheid van het percentage van het toegevoegde metaal en wel speciaal voor kleine hoeveelheden bijmengsel. Waarschijnlijk ontbreken bij legeeringen van nikkel met koper en zink zoowel electronen uit de 3d-band van het nikkel als uit die van het bijmengsel, terwijl zij bij legeeringen met hoogvalente elementen slechts ontbreken uit de nikkelband.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

1459: J. H. Gisolf and F. Kröger: On the proportionality of the luminescence of zincsulfide-phosphors to the irradiation at low intensities (Physica **6**, 1101 - 1111, Oct. 1939).

Zinksulfidefosforen, die verschillende banden naast elkaar uitzenden, blijken belangrijke afwijkingen te vertoonen van de, voor de hand liggende, evenredigheid tusschen de intensiteit der emissiebanden en die der bestraling. Dientengevolge verandert de kleur sterk met de bestralingsintensiteit. Onderstelt men, dat de emissiebanden, die zoowel in fluorescentie als in fosforescentie optreden, in beide gevallen door hetzelfde absorptieproces worden opgewekt, dan zijn bovenstaande verschijnselen een gevolg van de wedijver tusschen fluorescentie en fosforescentie. De invloed der temperatuur wordt besproken, terwijl de verschijnselen in formule worden gebracht.

1460: A. J. Heins van der Ven: Output stage distortion. Some measurements on different types of output valves (Wirel. Eng. **16**, 383-390 en 444-452, Aug. en Sept. 1939).

De storende invloed van vervorming bij de radio-ontvangst wordt besproken, benevens een installatie, waarmee deze nader kan worden onderzocht. Metingen worden beschreven die verricht werden aan een schakeling, bestaande uit een vóórversterker en verschillende typen eindbuizen. Moderne eindpenthoden blijken beter een overbelasting in fortissimo passages te verhinderen dan trioden. Zonder tegenkoppelen is de vervorming in een penthode weliswaar grooter dan in een triode, maar zij blijft bij een afgegeven vermogen gelijk aan $^1/_3$ van de anode-dissipatie (d.i. de maximale output van een triode) toch beneden de toelaatbare grens van 5%. De grootere vervorming is niet het gevolg van een grootere derde harmonische, maar van een extra tweede harmonische.

Bij eindpenthoden kan men de vorming belangrijk verlagen door tegenkoppelen, zonder dat de gevoeligheid tot een onbruikbaar laag niveau terugloopt, hetgeen bij trioden het geval zou zijn. Naast het gebruiken van balansschakelingen, die in dit artikel niet worden behandeld, is de eindpenthode derhalve het aangewezen buistype om toe te passen, wanneer hooge eischen worden gesteld aan de kwaliteit van de weergave. Tenslotte wordt ook nog het gedrag van eindtetroden besproken, dat in groote trekken analoog is aan dat der penthoden. De tetroden zijn echter gevoeliger voor de waarde en de fasehoek van de belastingsimpedantie dan de penthoden.

1461: W. M. Hogendoorn: Bestellen en keuren van gietstukken (Gieterij **13**, 142-144, Oct. 1939).

In deze voordracht voor gieterij-technici wordt uiteengezet, welke eischen men in het algemeen aan gietstukken kan en moet stellen. Het is goed tevoren specificaties omtrent het verlangde gietwerk te geven, daar dit dan later onvruchtbare discussies uitsluit en de gieterij dwingt de reproduceerbaarheid en de kwaliteit harer producten op te voeren. Betrouwbare metingen over de kwaliteit van een gietstuk dient men uit te voeren aan een gedeelte van dit werkstuk zelf en niet aan hiertoe afzonderlijk gegoten proefstaven.

1462: J. M. Stevels: New aspects on the cohesion of simple compounds. III (Rec. Trav. chim. Pays Bas **58**, 931-940, Sept.-Oct. 1939).

Er wordt aangetoond, dat de kookpunten van alle gehalogeneerde methaanderivaten berekend kunnen worden als de som van drie bijdragen, die resp. geleverd worden door de effecten van London, Keesom en Debije. Deze drie effecten worden in hoogere benadering bestudeerd dan vroeger is geschied. Het blijkt, dat soms kleine correcties noodig zijn aan de vroegere formules voor het London-effect en het Debije-effect. De formule voor het Keesom-effect schijnt steeds juist te zijn. De groote bijdrage van het Debije-effect tot de kookpunten van gefluoreerde ethaan- en etheenderivaten is door deze correctie te begrijpen. Ook blijkt het mogelijk de volgorde der kookpunten van isomeren te voorspellen. Er zijn geen afwijkingen aan te wijzen ten opzichte van de gegevens uit de literatuur.

1463: J. D. Fast: The transition point diagram of the zirconium-titanium system (Rec. Trav. chim. Pays Bas **58**, 973-983, Sept.-Oct. 1939).

Zoowel de hexagonaal dichtste als de kubisch ruimtelijk gecentreerde modificaties van titanium en zirconium kunnen zich in alle verhoudingen tot één homogene fase vermengen. De temperatuur, waarbij de overgang van de hexagonale in de kubische modificatie plaats vindt, wordt door het mengen verlaagd. Het minimum in het diagram der overgangspunten ligt bij een atoomverhouding 1 : 1 en heeft een temperatuur van 545 °C. De overgang vindt in deze samenstelling dus plaats bij een meer dan 300° lagere temperatuur dan in de zuivere componenten. Voor zuiver titanium werd het overgangspunt opnieuw bepaald, waarbij

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

885 ± 10 °C werd gevonden. Ook in het diagram der smeltpunten is een minimum, dat ongeveer 1575 °C bedraagt en ligt bij een atoomverhouding 2 : 1 van titanium ten opzichte van zirconium.

1464: J. H. de Boer und J. D. Fast: Die Diffusion von Wasserstoff durch Eisen bei Zimmertemperatur (Rec. Trav. chim. Pays Bas **58,** 984-993, Sept.-Oct. 1939).

Brengt men ijzeren plaatjes éénzijdig in contact met bufferoplossingen dan treedt een diffusie van waterstof door het ijzer op in alle gevallen, waarbij de waterstofionenconcentratie een zoodanige waarde heeft, dat de vloeistof ijzer oplost onder ontwikkeling van waterstof. Er treedt geen diffusie op, indien de waterstofionenconcentratie te klein is om een dergelijke ontwikkeling van waterstof in statu nascendi te bewerkstelligen. Hieruit blijkt, dat de waterstofatomen, die door de chemische reactie worden gevormd, wel in het ijzer kunnen binnendringen, maar dat de waterstofionen, die zich in de oplossing bevinden, daartoe niet in staat zijn. Geheel hiermee in overeenstemming werd gevonden, dat waterstofatomen, die door een gloeiende wolfraamdraad in waterstof worden gevormd, reeds bij kamertemperatuur snel in ijzeren platen kunnen binnendringen en er doorheen diffundeeren. Op deze wijze kan men een ijzeren vat, dat met waterstof is gevuld, evacueeren. Aangezien de waterstof slechts vanaf de kant, waar zij in atomen wordt gesplitst, door het ijzer kan diffundeeren, zal zij zich aan de andere zijde van de ijzeren wand ophoopen, zoodat de diffusie zelfs plaats vindt tegen iedere willekeurige waterstofdruk in.

1465: M. J. O. Strutt und A. van der Ziel: Kurzwellen-Breitband-Verstärkung (El. Nachr. Technik **16,** 229-240, Sept. 1939).

De selectiviteitsvoorwaarden, waaraan de frefrequentiekarakteristieken van een televisie-ontvangtoestel voor beeld en geluid moeten voldoen, worden opgesteld aan de hand van de frequentiespectra der zenders in Berlijn, Parijs, Londen en New York. Een principeschema wordt aangegeven, waarbij geluid en beeld van den beginne af aan zijn gesplitst en waarbij de hoogfrequentieversterking van het beeld met behulp van eenvoudige trillingskringen als koppelelementen plaats vindt in drie trappen tusschen antenne en gelijkrichter. Deze cascadeversterking wordt quantitatief behandeld en wel met gelijk resp. niet gelijk afgestemde kringen. Hierbij blijkt, dat de selectiviteit in het eerste geval onvoldoende is, terwijl men in het tweede geval wel kan voldoen aan de gestelde voorwaarden. Verder worden o.a. de veranderingen van de ingangscapaciteit en -weerstand behandeld, die optreden bij het regelen der versterking en wordt aangegeven, hoe deze zijn op te heffen. Tenslotte worden de gegevens betreffende het ruischen vermeld, waaruit dan de kleinste ingangssignalen volgen, die men nog zonder storingen kan ontvangen.

1466*: J. A. M. van Liempt und W. van Wijk: Die Mikro-Gas-Schnellanalyse von Edelgas-Stickstoffmischungen (Rec. Trav. chim. Pays Bas **58,** 964-972, Sept.-Oct. 1939).

Een inrichting wordt beschreven, waarmee men de samenstelling van mengsels van edelgas en stikstof door middel van absorptie van de stikstof aan vloeibaar lithium in 10 minuten kan bepalen met een nauwkeurigheid tot op 0,2% in het gehalte aan stikstof. De minimaal benoodigde hoeveelheid gas is ongeveer 1 cm³ van 1 atmosfeer.

1467: E. J. W. Verwey: Over de electrische dubbellaag en de stabiliteit van emulsies (Chem. Wbl. **36,** 800-803, Dec. 1939).

De beteekenis, die de electrische dubbellaag aan de oppervlakken der deeltjes heeft voor de stabiliteit van hydrophobe colloiden en emulsies, wordt behandeld. Verschillende redenen worden aangegeven, waarom een emulsie niet gestabiliseerd kan worden door de electrische dubbellaag van zijn eigen vloeistofdeeltjes, terwijl hydrophobe solen van vaste deeltjes wel gestabiliseerd kunnen worden door hun eigen electrische dubbellaag. De werking van een emulgator, die een emulsie stabiliseert, berust op het te voorschijn roepen aan het oppervlak der vloeistof-druppeltjes van een toestand, welke met die van een vast deeltje overeenkomt. Theoretische beschouwingen over het verloop van de electrische potentiaal in een grenslaag tusschen twee vloeistoffen worden in **1471** gegeven.

1468: F. A. Kröger: Solid solutions in the ternary system ZnS-CdS-MnS (Z. Kristallogr. A **102,** 132-135, Nov. 1939).

Het ternaire fasendiagram voor zink-cadmium-mangaansulfide bij 900 °C wordt behandeld. De ontmenging, die in dit systeem optreedt, blijkt niet te worden veroorzaakt door verschillen in de roosterconstanten, maar door het verschil in de bindingswijze van mangaansulfide ten opzichte van zink-cadmiumsulfide.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!